

# РАСПАДЫ АДРОНОВ С УЧАСТИЕМ ЛЕПТОНОВ

Э. И. Мальцев, И. В. Чувило

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

## А Н Н О Т А Ц И Я

В данном обзоре рассматриваются основные свойства лептонных распадов адронов с точки зрения современной теории слабых взаимодействий.

В первой главе описаны распадные свойства  $\Pi$ -мезонов и  $K$ -мезонов и проведен анализ экспериментальных данных, полученных до середины 1969 г. Во второй главе обсуждаются лептонные распады бариев в рамках  $SU_{(3)}$ -симметрии.

## A B S T R A C T

The main properties of leptonic hadron decays in accordance with present-day views on the theory of weak interactions are considered in this review. The decay properties of  $\pi$ - and  $K$ -mesons are described and the experimental data till summer 1969 are analysed in chapter I. Chapter II is devoted to the analysis of leptonic baryon decays in the framework of  $SU_{(3)}$ -symmetry.

## I. ВВЕДЕНИЕ

Лептонные и полуплептонные распады адронов относятся к широкому классу явлений в физике элементарных частиц и в ядерной физике, в которых переход одного адрона  $A$  в другой  $B$  или в вакуум происходит при участии пары лептонов. Наиболее типичны следующие распады:

$$A \rightarrow B + l^- (l^+) + \tilde{\nu}_l (\nu_l); \quad (1a)$$

$$A \rightarrow l^- (l^+) + \tilde{\nu}_l (\nu_l). \quad (1b)$$

В реакции этого класса входят  $\beta$ -распад атомных ядер (в этом случае  $A$  — связанный в ядре нуклон) и  $\beta(\mu)$ -распады барионов и мезонов. Времена жизни таких процессов характеризуются гигантским разбросом — от  $10^{-10}$  сек (распад гиперонов) до  $10^{21}$  лет (двойной  $\beta$ -распад ядер). К этому же классу явлений относятся также процессы  $\mu$ - и  $K$ -захвата

$$l^- + A \rightarrow B + \nu_l \quad (2)$$

и реакции с нейтрино

$$\nu_l (\tilde{\nu}_l) + A \rightarrow B + l^- (l^+). \quad (3)$$

Все эти явления вместе с широким кругом процессов распада адронов без участия лептонов и целым рядом других известных и мыслимых реакций объединяются в рамках современных представлений о так называемых слабых взаимодействиях элементарных частиц.

Переходя к теоретическим аспектам описания этих явлений в рамках современных теоретико-полевых представлений [1], необходимо сформулировать следующие требования, которым должен удовлетворять лагранжиан слабого взаимодействия: лоренц-инвариантность; эрмитовость; локальность.

Далее, в теории предполагается линейность по четырехкомпонентным дираковским спинорным полям (без производных) и считается, что выполняются законы сохранения следующих квантовых чисел: электрического заряда; барионного числа; лептонного числа. В рамках этих требований лагранжиан слабого взаимодействия записывается в виде суммы двух членов с противоположными пространственными четностями

$$L_W = \sum_n c_n L_n(B, A, l, \nu_l) + \sum_n c'_n L'_n(B, A, l, \nu_l), \quad (4)$$

где для процессов с участием лептонов

$$\left. \begin{aligned} L_n(B, A, l, \nu_l) &= [\bar{u}_B O_n u_A] [\bar{u}_l O_n u_{\nu_l}]; \\ L'_n(B, A, l, \nu_l) &= [\bar{u}_B O_n u_A] [\bar{u}_l O_n \gamma_5 u_{\nu_l}], \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

и тогда имеем вместо (4) следующую, более компактную запись лагранжиана:

$$L_W = \sum_n [\bar{u}_B O_n u_A] [\bar{u}_l O_n (c_n + c'_n \gamma_5) u_{\nu_l}], \quad (6)$$

которая в теории с двухкомпонентным нейтрино ( $m_\nu = 0$ , что означает нарушение пространственной четности на 100%) принимает вид

$$L_W = \sum_n c_n [\bar{u}_B O_n u_A] [\bar{u}_l O_n (1 + \varepsilon \gamma_5) u_{\nu_l}], \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  может иметь значения  $\varepsilon = \pm 1$ . Из данных о  $lv$ -корреляциях в ядерных  $\beta$ -распадах следует, что  $\varepsilon = +1$ .

В написанных формулах  $u_i$  — дираковские спинорные функции соответствующих частиц;  $O_n$  — операторы, характеризующие определенные трансформационными свойствами относительно пространственных вращений и отражений. Из имеющихся в нашем распоряжении инвариантных величин — четырехмерных импульсов  $P_i$  и дираковских матриц  $\gamma_\alpha$  — можно построить пять релятивистских инвариантов. Запишем их вместе с их нерелятивистскими пределами (табл. 1).

Таблица 1

Тип взаимодействия	Инвариант	Предел
Скалярное $S$	$I$	1
Псевдоскалярное $P$	$\gamma_5$	0
Аксиально векторное $A$	$\gamma_5 \gamma_\alpha$	$\gamma_5 \gamma_i = \frac{1}{i} \sigma_i \gamma_4 = \sigma_i$
Векторное $V$	$\gamma_\alpha$	$\gamma_5 \gamma_4 \approx 0$ $\gamma_4 \approx 1$ $\gamma \approx 0$
Тензорное $T$	$\sigma_{\alpha\beta}$	$\sigma_{il} \approx \varepsilon_{ikl} \sigma_l$ $\sigma_{i4} \approx 0$

В нерелятивистском пределе, считая барионы до и после распада покоящимися и пренебрегая энергосвободением в распаде, получаем приближение, описывающее так называемые разрешенные переходы, когда лагранжиан можно представить в следующей форме:

$$\begin{aligned} L_n &= \bar{u}_B u_A [\bar{u}_l (c_S + c_V \gamma_4) (1 + \varepsilon \gamma_5) u_{\nu_l}] + \\ &+ \bar{u}_B \sigma_{iA} [\bar{u}_l (c_T + c_A \gamma_4) \sigma (1 + \varepsilon \gamma_5) u_{\nu_l}]. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь первым членом описываются ядерные  $\beta$ -переходы фермиевского типа с  $\Delta J = 0$ , а вторым — гамов-теллеровского типа с  $\Delta J = 0, \pm 1$ .

Как следует из соотношения (4) или (6), полный лагранжиан содержит в общем случае 10 комплексных  $c_n$  и  $c'_n$  или 19 действительных констант, поскольку можно произвольно выбрать одну общую фазу. Если процесс инвариантен относительно обращения времени, то константы  $c_n$  и  $c'_n$  действительны. Если предполагается сохранение пространственной четности, то обратятся в нуль либо все константы  $c_n$ , либо все константы  $c'_n$ .

Фундаментом для формулировки современной теории слабого взаимодействия послужила, в первую очередь, совокупность экспериментальных данных о ядерном  $\beta$ -распаде и о распаде  $\mu^+$ -мезона:



В нашу задачу не входит детальный анализ этих процессов, результатом которого является современное их понимание и в значительной мере понимание вообще проблемы слабого взаимодействия. Остановимся сейчас лишь на некоторых основных результатах, вытекающих из совокупности имеющихся по этим вопросам экспериментальных данных. Прежде всего отметим, что псевдоскалярные связи, согласно соотношению (8), не участвуют в описании разрешенных  $\beta$ -переходов. Не обнаружено никаких признаков существования связей этого типа и в запрещенных  $\beta$ -переходах. Далее, анализ данных о различных корреляциях в ядерных  $\beta$ -распадах приводит к заключению, что в них отсутствуют также тензорные и скалярные связи, т. е. имеем

$$c_P = c'_P = c_T = c'_T = c_S = c'_S = 0. \quad (10)$$

Отсюда следует, что ядерный  $\beta$ -распад обусловлен только смесью векторных и аксиально векторных вариантов слабого взаимодействия. При этом оказывается, что выполняются следующие условия:

$$c_A = c'_A; \quad c_V = c'_V, \quad (11)$$

которые означают, что в этих процессах пространственная четность нарушается на 100%. Наконец, из известных корреляционных свойств  $\beta$ -распада поляризованных ядер следует, что относительный знак констант  $c_V$  и  $c_A$  отрицательный:  $\alpha = \frac{c_A}{c_V} < 0$ .

Таким образом, ядерный  $\beta$ -распад описывается  $V - A$ -вариантом слабого взаимодействия [2].

Совокупность сведений о процессах, обусловленных слабым взаимодействием, свидетельствует об универсальности этого взаимодействия. В наиболее общей формулировке универсальность слабых взаимодействий должна означать равенство константы взаимодейст-

вия для всех слабых процессов и одинаковость основных пространственно-временных свойств взаимодействия. Поэтому все слабые взаимодействия можно описать одним лагранжианом, с одной и той же константой  $G$  и содержащим лишь векторное и аксиально векторное взаимодействия, если не принимать во внимание эффекты, связанные с присутствием сильно взаимодействующих частиц. В качестве константы  $G$  при этом берется константа  $\mu^+$ -распада

$$G_\mu = (1,4350 \pm 0,0011) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (12)$$

Отсюда следует, что лагранжиан слабого взаимодействия можно построить по аналогии с электродинамикой. Тогда в интересующем нас случае его можно записать в виде произведения лептонного  $J_\alpha^{(l)}(x)$  и адронного  $J_\alpha(x)$  токов:

$$L_W(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\alpha^{(l)} \cdot J_\alpha + \text{э. с.}, \quad (13)$$

где в качестве константы  $G$  используется константа  $\mu$ -распада  $G_\mu$  (12). При этом каждый из входящих в соотношение (13) токов должен содержать только векторную и аксиально векторную части, т. е. записываться в виде

$$J_\alpha^{(l)}(x) = \bar{u}_l(x) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{\nu_l}(x) + \bar{u}_\mu(x) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{\nu_\mu}(x); \quad (14)$$

$$J_\alpha(x) = \bar{u}_B(x) \gamma_\alpha (c_V + c_A \gamma_5) u_A(x) = J_\alpha^{(V)}(x) + J_\alpha^{(A)}(x). \quad (15)$$

В слабом адронном токе  $J_\alpha(x)$  оставлены константы векторной и аксиально векторных связей, для которых в отличие от лептонного тока, где, согласно соотношению (7), принимается  $\varepsilon = +1$ , а priori ясно, что  $c_A/c_V \neq 1$  в силу перенормировочных эффектов от сильных взаимодействий. Эти эффекты определяются структурой адронов. Сейчас их нельзя получить достаточно точно теоретически, и сведения о них получаются только из эксперимента.

Если мы теперь обратимся к экспериментальным фактам и сравним, например, две пары распадов адронов:

$$\left. \begin{array}{l} \pi \rightarrow l\nu_l, \quad n \rightarrow pe\nu, \\ K \rightarrow l\nu_l, \quad \Lambda \rightarrow pe\nu, \end{array} \right\} \quad (16)$$

то после учета множителей, определяемых фазовыми пространствами для этих распадов, получим, что в каждой из выписанных пар реакций матричные элементы первых распадов, в которых квантовое число странности  $S$  не меняется ( $\Delta S = 0$ ), много больше матричных элементов вторых распадов, идущих с изменением квантового числа

странности. Такая же картина будет наблюдаться и для пары распадов  $\Sigma^-$ -гиперонов по схемам:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma^- &\rightarrow \Lambda e^- \nu; \\ \Sigma^- &\rightarrow n e^- \nu, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

и вообще это условие выполняется для всех процессов, идущих за счет слабого взаимодействия. Это означает, что если представить адронный ток (15) в виде суммы двух токов, один из которых,  $J_\alpha^{(0)}(x)$ , обуславливает переходы с  $\Delta S = 0$ , а другой,  $J_\alpha^{(1)}(x)$ , переходы с  $|\Delta S| = 1$ , т. е.

$$J_\alpha(x) = J_\alpha^{(0)}(x) + J_\alpha^{(1)}(x), \quad (18)$$

то придем к заключению, что константы для этих двух типов переходов должны быть разными. Таким образом,  $V - A$ -теория в своем первоначальном виде не универсальна; для различных процессов даже одной природы необходимо вводить свои константы взаимодействия. Решающий шаг для восстановления универсальности был сделан Кабиббо [3] и заключался в следующем. Напишем два лагранжиана: для сохраняющего странность распада

$$L_W^{(0)} = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\alpha^{(0)} \cdot J_\alpha^{(0)} \quad (19)$$

и для распада, нарушающего странность,

$$L_W^{(1)} = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\alpha^{(1)} \cdot J_\alpha^{(1)}. \quad (20)$$

Сущность предположения Кабиббо сводится к тому, что оба адронных тока  $J_\alpha^{(0)}(x)$  и  $J_\alpha^{(1)}(x)$  принадлежат к одному и тому же октетному представлению  $SU_{(3)}$ -симметрии и что общий адронный ток повернут на угол  $\theta$  относительно спиновой оси  $u_2$  в соответствующем восьмерном пространстве унитарного спина. Это приводит к тому, что адронный ток, который мы раньше записывали как сумму (18), теперь принимает вид

$$J_\alpha(x) = \cos \theta \cdot J_\alpha^{(0)}(x) + \sin \theta J_\alpha^{(1)}(x), \quad (21)$$

причем лептонный ток  $J_\alpha^{(l)}(x)$  и полный лагранжиан слабого взаимодействия сохраняют свою структуру.

Итак, видим, что при введении угла  $\theta$  происходит своеобразное расширение исходного понятия универсальности: лептонный ток остается без изменения, тогда как адронные токи получают дополнительные множители  $\cos \theta$  и  $\sin \theta$ , которые можно отнести к константам слабого взаимодействия, и понятие универсальности приобретает более широкий смысл. Восстановленная введением угла Кабиббо универсальность слабых взаимодействий позволяет теперь

описывать их двумя параметрами: общей константой связи  $G$  и углом  $\theta$ . Можно, конечно, попытаться и в дальнейшем уточнять теорию, вводя, например, различные углы для векторной и аксиально-векторной частей тока и для компонент тока, сохраняющих и меняющих странность. Естественно, что подходящим выбором таких углов можно добиться еще лучшего совпадения эксперимента с теорией, но введение многих новых констант уменьшает стройность теории слабых взаимодействий.

В заключение необходимо подчеркнуть, что предположение Кабиббо фактически не нарушает концепцию универсального  $V - A$ -взаимодействия в его первоначальном виде, а лишь уточняет и расширяет ее. Хотя физический смысл введения угла  $\theta$  в настоящее время еще не совсем понятен, эта гипотеза, несомненно, представляет шаг вперед в теории слабого взаимодействия.

Теперь перейдем к систематическому изложению вопросов мезонных и барионных распадов с участием лептонов, имеющих в силу изложенных соображений общую природу и характеризующих общими константами теории.

### 1. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ

В распадных процессах для мезонов лептонный ток из лагранжиана (7) соответствует возникновению двух лептонов из вакуума:

$$\langle l, \nu_l | J_\alpha^{(l)} | 0 \rangle.$$

Адронный ток  $J_\alpha$  должен переводить исходный мезон  $A$  либо в вакуум

$$\langle 0 | J_\alpha | A \rangle,$$

либо в какое-нибудь другое адронное состояние  $B$ :

$$\langle B | J_\alpha | A \rangle.$$

Оба эти тока должны быть сконструированы из волновых функций  $\psi_i$ , участвующих в процессе частиц. Лептонные коварианты, из которых должен быть построен ток  $J_\alpha^{(l)}$ , хорошо известны и имеют следующий вид:

$$S^l = \bar{\psi}_\nu \psi_l;$$

$$V^l = \bar{\psi}_\nu \gamma_\alpha \psi_l;$$

$$T^l = \bar{\psi}_\nu \sigma_{\alpha\beta} \psi_l;$$

$$A^l = \bar{\psi}_\nu \gamma_5 \gamma_\alpha \psi_l;$$

$$P^l = \bar{\psi}_\nu \gamma_5 \psi_l.$$



Для получения связи с нейтрино в форме  $\bar{\psi}_\nu (1 - \gamma_5)$  необходимо образовать из имеющихся ковариантов определенные линейные комбинации:

$$\begin{aligned} S^l - P^l &= \bar{\psi}_\nu (1 - \gamma_5) \psi_l; \\ V^l - A^l &= \bar{\psi}_\nu (1 - \gamma_5) \gamma_\alpha \psi_l = \bar{\psi}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_l; \\ T^l - PT^l &= \bar{\psi}_\nu (1 - \gamma_5) \sigma_{\alpha\beta} \psi_l. \end{aligned}$$

Исходя из лагранжиана (7), получаем общий вид гамильтониана

$$\begin{aligned} H_W &= S(S^l - P^l) + V(V^l - A^l) + TT^l + \\ &+ A(V^l - A^l) + P(S^l - P^l), \end{aligned}$$

где  $S$ ,  $V$ ,  $T$ ,  $A$  и  $P$  относятся к адронному току.

Если лептонные коварианты одинаковы как для распадов мезонов типа  $A \rightarrow 0$ , так и для переходов вида  $A \rightarrow B$ , то адронная часть гамильтониана должна быть составлена с учетом конкретного вида распада. Рассмотрим в связи с этим различные переходы  $\pi$ - и  $K$ -мезонов с участием лептонов, т. е. распады псевдоскалярных мезонов.

### 1.1. РАСПАДЫ МЕЗОНОВ ПО КАНАЛУ $A \rightarrow l + \nu_l$

Лептонные распады заряженных  $\pi$ - и  $K$ -мезонов

$$A^\pm \rightarrow e^\pm (\mu^\pm) + \nu_l (\tilde{\nu}_l) \quad (1.1)$$

занимают особое место среди всех распадов адронов, так как в них отсутствуют в конечном состоянии сильно взаимодействующие частицы.

Изучение процессов, свободных от связанных с сильным взаимодействием между частицами в конечном состоянии эффектов, позволяет в принципе получить сведения о распадающейся частице в наиболее чистом виде. Свойства распадающегося адрона, в данном случае  $\pi$ - или  $K$ -мезона, должны определять поведение некоторых функций кинематических переменных, относящихся к данному распаду. К сожалению, в двухчастичных распадах с фиксированными импульсами вторичных частиц отсутствуют кинематические переменные. Единственным параметром, характеризующим адроны из реакции (1.1), будут константы взаимодействия  $f_\pi$  и  $f_K$ , которые можно сравнивать друг с другом.

Рассмотрим данный канал распада адронов на примере реакции

$$K^\pm \rightarrow l^\pm + \nu_l (\tilde{\nu}_l).$$

Лептонная часть гамильтониана  $H_W$  известна, проанализируем отдельно каждый член адронной части  $H_W$ .

При отрицательной четности  $K$ -мезона  $\langle 0 | S | K \rangle = 0$ , в то время как матричный элемент  $\langle 0 | P | K \rangle$  может быть отличен от

нуля. Единственная инвариантная кинематическая переменная, относящаяся к адронной части процесса, есть квадрат четырехмерного импульса  $K$ -мезона  $p_K^2 = m_K^2 = \text{const}$ ; таким образом,

$$\langle 0 | P | K \rangle = f_p = \text{const}.$$

Проводя аналогичные рассуждения, получаем для векторной и аксиально векторной частей значения:

$$\langle 0 | V | K \rangle = 0;$$

$$\langle 0 | A | K \rangle = f_A \cdot p_K^\alpha,$$

где  $f_A$ , конечно, не зависит от  $p_K$ . Для тензорной части мы должны написать

$$\langle 0 | T | K \rangle = f_T \cdot p_K^\alpha \cdot p_K^\beta.$$

Полный матричный элемент распада, получаемый из соотношения для общего гамильтониана  $H_W$ , будет

$$\begin{aligned} \langle l, \nu_l | H_W | K \rangle &= f_p \langle l, \nu_l | \bar{\psi}_\nu (1 - \gamma_5) \psi_l | 0 \rangle + \\ &+ f_A \sum_\alpha p_K^\alpha \langle l, \nu_l | \bar{\psi}_\nu (1 - \gamma_5) \gamma_\alpha \psi_l | 0 \rangle + f_T \sum_\alpha \sum_\beta p_K^\alpha p_K^\beta \langle l, \nu_l | \bar{\psi}_\nu \times \\ &\times (1 - \gamma_5) \delta_{\alpha\beta} \psi_l | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Последний член, описывающий тензорный вклад в матричный элемент, должен быть равен нулю, поскольку  $\sigma_{\alpha\beta}$  является антисимметричной по индексам, а произведение  $p_K^\alpha \cdot p_K^\beta$  — симметрично по  $\alpha$ -,  $\beta$ -функциям. Следовательно, данный канал распада  $K$ -мезона не может дать никаких сведений о тензорных связях. Совершая переход к спинорам и используя уравнение Дирака, получаем окончательный вид матричного элемента распада

$$\langle l, \nu_l | H_W | K \rangle = (f_p - m_l f_A) [\bar{u}_\nu(p_\nu) (1 - \gamma_5) u_l(p_l)]. \quad (1.3)$$

Для распадов по каналам  $K \rightarrow e \nu_e$  и  $K \rightarrow \mu \nu_\mu$  должно, таким образом, появиться существенное различие из-за большой разности масс  $m_e - m_\mu$  и спиральности нейтрино. Действительно, спиральность определяется отношением скорости частицы к скорости света  $v/c$ , так что для нейтрино она всегда равна единице. Закон сохранения полного момента приводит к появлению вынужденной спиральности заряженного лептона, и фазовый объем реакции оказывается, следовательно, пропорциональным фактору  $1 - v/c$ . Из-за малости массы электрона его скорость близка к  $c$  и распад  $K \rightarrow e \nu_e$  будет подавлен по сравнению с переходом  $K \rightarrow \mu \nu_\mu$ , поскольку ясно, что  $v_\mu/c \ll v_e/c$ . После суммирования по поляриза-

ции лептонов получаем сразу отношение частот переходов по каналам с электроном и  $\mu$ -мезоном

$$R_0 = \frac{\Gamma(K \rightarrow e\nu_e)}{\Gamma(K \rightarrow \mu\nu_\mu)} = \left[ \frac{1 - (m_e/m_K)^2}{1 - (m_\mu/m_K)^2} \right]^2 \cdot \left[ \frac{f_p - m_e f_A}{f_p - m_\mu f_A} \right]^2, \quad (1.4)$$

где первый множитель представляет из себя отношение фазовых объемов.

Рассмотрим предельные случаи, когда преобладает один из двух возможных типов связи. Если  $f_A = 0$ , то мы имеем чистую  $S - P$ -связь и  $R_0$  (отношение фазовых объемов)  $\approx 1,1$ . Другой предельный случай  $f_p = 0$  приводит к  $V - A$ -связи, и при этом  $R_0 \approx 1,1 \times \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \approx 2,6 \cdot 10^{-5}$ . Величины  $R_0$  для этих двух возможностей отличаются друг от друга почти в 100 тысяч раз; следовательно, отношение частот данных распадов очень чувствительно к природе псевдоскалярной связи.

При выводе матричного элемента распада мы не учитывали диаграммы, описывающие радиационные поправки, которые возникают за счет эмиссии виртуального фотона и внутреннего тормозного излучения. Учет этих поправок приводит к величине  $R_1 = 0,815 \times \times R_0 \approx 2,1 \cdot 10^{-5}$  для случая чистой аксиально векторной связи.

Трудности экспериментального порядка, возникающие при исследовании распада с электроном, вплоть до самого последнего времени не позволяли сколько-нибудь точно оценить величину  $R_1$ . Эти трудности обусловлены малой величиной относительной частоты распада, меньшей, чем для  $\mu$ -мезона, точностью в определении энергии излучающего электрона и значительным фоном от полулептонного распада  $K \rightarrow \mu e \nu_e$ . Все это приводит к тому, что распад  $K \rightarrow e \nu_e$  практически невозможно исследовать с помощью эмульсий и пузырьковых камер. До 1967 г. был известен верхний предел отношения  $R_1 \leq 2,6 \cdot 10^{-3}$ , и лишь с помощью сложных спектрометров (с искровыми камерами, черенковскими и сцинтилляционными счетчиками), обладающих хорошим импульсным разрешением, удалось провести [4] измерение величины  $R_1$ .

В настоящее время среднее экспериментальное значение отношения частот распадов  $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  и  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  равно  $\langle R_1 \rangle = (2,15 \pm 0,35) \cdot 10^{-5}$ , что достаточно хорошо согласуется с оценкой для чистой аксиально векторной связи [для процессов  $\pi \rightarrow e \nu_e$  и  $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$  имеем  $R_1^{\pi} = (1,24 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ ]. Верхний предел величины псевдоскалярного форм-фактора  $f_p$ , получаемый из соотношения (1.4), равен  $|f_p| \leq 1,5 \cdot 10^{-3}$ . Таким образом, можно, по видимому, утверждать, что в лептонных распадах  $K$ -мезонов преобладает аксиально векторная связь и отсутствует заметная примесь псевдоскалярной связи, но точность эксперимента еще недостаточна для строгой количественной оценки величины  $|f_p|$ . (Схема спектрометра оксфордской группы и импульсный спектр позит-

ронов, полученный при исследовании распада  $K_{e2}$ , показаны на рис. 1 и 2.) Рассматривая параметр  $R_1$ , мы предполагали, что имеет место  $\mu - e$ -универсальность, т. е. что  $f_A^e = f_A^\mu$  и  $f_\rho^e = f_\rho^\mu$ . Несколько

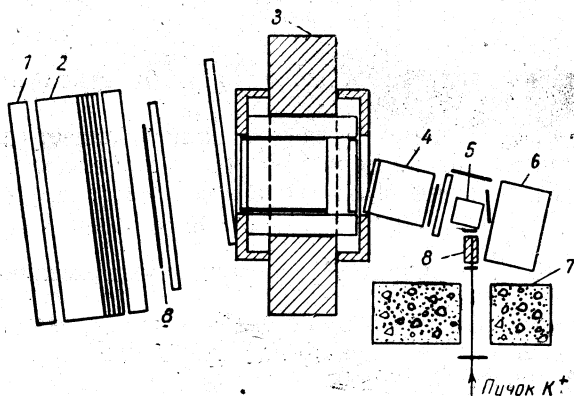


Рис. 1. Спектрометр для исследования распада  $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ .

1 — пробеговые искровые камеры; 2 — алюминиевые пластины; 3 — магнит; 4 — черенковский счетчик; 5 — бериллиевая камера; 6 — свинцовое стекло; 7 — бетонная защита; 8 — медный замедлитель.

слов о  $\mu - e$ -универсальности. В принятой записи лагранжиана слабого взаимодействия подразумевается наличие  $\mu - e$ -универсальности, т. е. гипотеза о том, что взаимодействия инвариантны относительно одновременной замены вида

$$\left. \begin{aligned} \mu &\leftrightarrow e; \\ \nu_\mu &\leftrightarrow \nu_e. \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

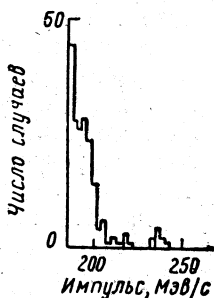


Рис. 2. Импульсный спектр позитронов из распада  $K_{e2}$ .

Различие в массах  $m_\mu$  и  $m_e$  при полной идентичности свойств этих лептонов и их квантовых чисел представляет в настоящее время проблему, относящуюся к наиболее важным проблемам физики высоких энергий [5]. Действительно, нам кажется вполне естественным объяснить различие в массах других частиц, например электрона и  $\pi$ -мезона, тем, что эти частицы участвуют в разных взаимодействиях. Но в случае электрона и  $\mu$ -мезона это объяснение неприемлемо, так как оба лептона принимают участие в одних и тех

же пока известных нам взаимодействиях — слабом и электромагнитном, причем участвуют одинаково универсально. Экспериментальные данные о различных процессах с участием электрона и мюона пока соответствуют этой гипотезе.

Забегаая вперед, сравним вероятность процессов, в которых имеет место замена (1.5). Матричные элементы таких распадов абсолютно одинаковы и различие в вероятностях обусловлено только различием величины фазовых множителей. Последние обычно легко вычисляются. Например,  $\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e) / \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \times \left[ \frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \right] \times 0,965 \approx 1,23 \cdot 10^{-4}$ . В табл. 2 приведены данные о некоторых распадах, симметричных относительно замены (1.5).

Таблица 2

Сравнение распадов с электронами и мюонами

Распады	Теория	Эксперимент
$\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e) / \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$	$1,23 \cdot 10^{-4}$	$(1,24 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$
$\Gamma(K^+ \rightarrow e^+ \nu_e) / \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$(2,15 \pm 0,35) \cdot 10^{-5}$
$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e) / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu)$	0,69	$0,703 \pm 0,056$
$\Gamma(\Lambda \rightarrow \bar{p} e \tilde{\nu}_e) / \Gamma(\Lambda \rightarrow \bar{p} \mu \tilde{\nu}_\mu)$	5,88	$5,87 \pm 0,75$
$\Gamma(\bar{\Sigma} \rightarrow \bar{n} \mu \tilde{\nu}_\mu) / \Gamma(\bar{\Sigma} \rightarrow \bar{n} e \tilde{\nu}_e)$	0,45	$0,40 \pm 0,06$

Таким образом, в рамках ошибок опытов имеет место совпадение измеренных и предсказанных на основе  $\mu - e$ -универсальности соотношений. В дальнейшем, если это не будет оговорено специально, мы будем считать гипотезу  $\mu - e$ -универсальности справедливой. Вернемся к распаду  $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ . Интересно сравнить относительную силу взаимодействий  $K \rightarrow l \nu_l$  и  $\pi \rightarrow l \nu_l$ . Если, как это сейчас кажется разумным,  $f_p \approx 0$ , то из эксперимента следует, что отношение  $f_A(K \rightarrow \mu \nu_\mu) / f_A(\pi \rightarrow \mu \nu_\mu) \approx 0,52$ . Имеются многочисленные указания [6], что лептонные распады с изменением странности должны быть по крайней мере в три раза меньшими по амплитуде по сравнению с распадами нестранных частиц. Если учесть массовые множители, входящие в безразмерные амплитуды, то  $f_A^{K,\pi} = Gm^{K,\pi} \cdot f_A^{K,\pi}$  и  $|f_A^K| / |f_A^\pi| \approx 0,14$ , что действительно дает нужное подавление.

Рассмотрим еще выводы, получающиеся из сравнения этих двух распадов, с точки зрения значения величины угла Кабиббо  $\theta$ . Если соотношение (21) верно, то отношение амплитуд распадов  $K \rightarrow l \nu_l$  и  $\pi \rightarrow l \nu_l$ , пропорциональное отношению матричных элементов от токов  $J_a^{(1)}$  и  $J_a^{(0)}$ , будет равно

$$\frac{A(K \rightarrow l \nu_l)}{A(\pi \rightarrow l \nu_l)} \sim \frac{\langle 0 | J_a^{(1)} | K \rangle}{\langle 0 | J_a^{(0)} | \pi \rangle} = \text{tg } \theta \frac{\langle 0 | j_a^{(1)} | K \rangle}{\langle 0 | j_a^{(0)} | \pi \rangle}. \quad (1.6)$$

Для распадов  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  и  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  это приводит к тому, что  $\theta_A = 0,257 \text{ рад}$ . При сравнении распадов  $K(\pi) \rightarrow \pi l \nu_l$  получается значение  $\theta_V \approx 0,26 \text{ рад}$ . Как видно, совпадение двух значений угла  $\theta$  для распадов  $K(\pi) \rightarrow l \nu_l$ , обусловленных аксиально векторной частью взаимодействия, и распадов  $K \rightarrow \pi l \nu_l$  и  $\pi \rightarrow \pi^0 l \nu_l$ , в которых, как это будет установлено ниже, доминирует векторная часть, очень хорошее. Конечно, универсальность слабых взаимодействий не ограничивается универсальностью распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов; необходимо провести полный анализ всех переходов, идущих за счет слабого взаимодействия, что и будет сделано ниже. Здесь мы отметим лишь, что получаемые значения угла  $\theta$  для других распадов не противоречат приведенным в настоящей статье величинам. Из эксперимента получены следующие значения:

$$\begin{aligned} \sin \theta_A &= 0,2655 \pm 0,0005 \text{ из сравнения } K_{\mu 2}^+ \text{ и } \pi_{\mu 2}^+; \\ \sin \theta_V &= 0,220 \pm 0,003 \text{ » } K_{e 3}^+ \text{ и } \pi_{e 3}^+; \\ \sin \theta_V &= 0,207 \pm 0,004 \text{ » } K_{e 3}^0 \text{ и } \pi_{\mu 3}^+. \end{aligned}$$

## 1.2. ПРАВИЛА ОТБОРА В РАСПАДАХ $\pi$ - И $K$ -МЕЗОНОВ

Прежде чем переходить к рассмотрению других каналов распада псевдоскалярных мезонов с участием лептонов, необходимо получить некоторые общие закономерности для всех переходов, т. е. правила отбора по ряду квантовых чисел. Установлено, что в лептонных распадах, когда такой мезон переходит в вакуум, присутствует  $V - A$ -связь. Однако кроме матричного элемента, например вида  $\langle 0 | J_\alpha^{(1)} | K \rangle$ , существует много других матричных элементов с током  $J_\alpha^{(1)}$ , для которых нужно будет установить тип связи и другие характеристики.

Как было видно в предыдущем разделе, лептонный токовый оператор  $J_\alpha^{(1)}$  может приводить, например, к возникновению нейтрино и положительного лептона из вакуума или исчезновению отрицательного лептона и возникновению нейтрино. Все такие переходы под действием оператора  $J_\alpha^{(1)}$  имеют общую черту: электрический заряд конечного состояния всегда на единицу больше заряда начального состояния, т. е. изменение заряда под действием тока  $J_\alpha^{(1)} \Delta Q = +1$ . Поскольку заряд сохраняется во всех известных взаимодействиях, то это должно приводить к существованию лишь тех матричных элементов с токами  $J_\alpha^{(0)+}$  и  $J_\alpha^{(1)+}$ , которые дают изменение заряда  $\Delta Q = -1$ . Значит, необходимым условием, при котором матричный элемент  $\langle B | J_\alpha^{(i)} | A \rangle$  отличен от нуля, является условие  $\Delta Q = Q_B - Q_A = -1$ . Но так как  $\langle B | J_\alpha^{(i)+} | A \rangle = \langle A | J_\alpha^{(i)} | B \rangle^*$ , то сформулированное правило означает, что переходы под действием оператора  $J_\alpha^{(i)}$  приводят к  $\Delta Q = +1$ . Те-

перь остается предположить, что это правило будет справедливым для всех переходов под действием операторов  $J_\alpha^{(0)}$  и  $J_\alpha^{(1)}$ . Посмотрим, как ведут себя в различных процессах другие квантовые числа, относящиеся к адронам. Во всех известных сейчас взаимодействиях строго сохраняется число барионов. Следовательно, еще одно правило отбора, которое можно ввести для тока  $J_\alpha^{(i)}$ , есть  $\Delta N = 0$ .

Рассмотрим конкретный матричный элемент с  $\Delta Q = 1$ , который заведомо не равен нулю,  $\langle 0 | J_\alpha^{(1)} | K^- \rangle$ . Так как странность  $K^-$ -мезона  $S = -1$ , а для вакуума  $S = 0$ , то для этого перехода  $\Delta S = 1$ . Итак, предполагаем, что  $\Delta S = 1$  для всех переходов под действием  $J_\alpha^{(1)}$ ; отсюда сразу следует правило  $\Delta Q = \Delta S$  для всех таких процессов. В переходах с  $\Delta S = 0$  имеет место очевидное следствие, что  $\Delta Q = 1$ .

Обратимся к изотопической структуре наших матричных элементов.  $K$ -мезон имеет изотопический спин  $1/2$ , конечное состояние при переходе в вакуум не содержит адронов, и, конечно, его изотопический спин равен нулю. Если теперь предположим, что оператор  $J_\alpha^{(1)}$  является вектором  $\Delta I$  в изотопическом пространстве, то по известным ненулевым матричным элементам  $\langle 0 | J_\alpha^{(1)} | K \rangle$  можно утверждать, что по крайней мере часть матричных элементов такова, что для них  $|\Delta I| = 1/2$ . Как и для случая с квантовым числом странности, сделаем снова наиболее простое предположение — реализуются только те переходы под действием тока  $J_\alpha^{(1)}$ , для которых изотопический спин изменяется на  $1/2$ . Аналогичное рассмотрение для переходов с  $\Delta S = 0$  приводит к заключению, что в них реализуется правило  $|\Delta I| = 1$ .

### 1.3. ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ

Эксперименты с лептонными распадами, о которых говорилось выше, позволили получить информацию об аксиально векторной и псевдоскалярной связях и значении угла Кабиббо  $\theta_A$ . Однако из них нельзя ничего узнать о скалярных, векторных и тензорных связях и о соответствующем угле  $\theta_V$ . Такие связи можно изучить при исследовании распадов:

$$\left. \begin{aligned} K &\rightarrow \pi + e + \nu_e \quad (K_{e3}); \\ K &\rightarrow \pi + \mu + \nu_\mu \quad (K_{\mu 3}). \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

Полулептонные переходы кроме типа взаимодействия обуславливают возможность проверки эффектов, связанных с нарушением  $T$ - и  $CP$ -инвариантности, исследования структуры форм-факторов, описывающих вклад от сильного взаимодействия, а также таких следствий теории, как, например, предположения о локальном образовании лептонной пары.

Сравнение форм-факторов и частот распада нейтральных и заряженных  $K$ -мезонов обеспечивает проверку справедливости правила отбора  $|\Delta I| = 1/2$ , в то время как равенство соответствующих форм-факторов в распадах  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$  указало бы на выполнение принципа мюонно-электронной универсальности. Характер временной зависимости распадов нейтральных  $K$ -мезонов зависит от степени выполнения правила  $\Delta Q = \Delta S$ ; при исследовании этой зависимости можно получить оценку величины  $x$  — отношения амплитуд распадов с  $\Delta Q = -\Delta S$  к амплитудам распадов, в которых это правило не нарушается. Гамильтониан для полuleптонных распадов имеет ту же самую общую форму, что и для переходов  $K(\pi) \rightarrow l\nu_l$ , но здесь, в отличие от чисто лептонных распадов, ток  $J_\alpha^{(i)}$  переводит  $\pi$ - или  $K$ -мезон не в вакуум, а в  $\pi$ -мезон:  $M^{(i)} = \langle \pi | J_\alpha^{(i)} | K(\pi) \rangle$ . Рассуждая так же, как и раньше, и учитывая, что в данном случае  $p$ -четность начального и конечного адронов одинакова, устанавливаем, что для распадов  $K \rightarrow \pi l \nu_l$  могут реализоваться следующие три возможности:

скалярное взаимодействие  $M \sim f_S$ ;

векторное взаимодействие  $M \sim \frac{1}{2} f_+ (p_K + p_\pi)_\alpha + \frac{1}{2} f_- (p_K - p_\pi)_\alpha$ ;

тензорное взаимодействие  $M \sim f_T p_K^\alpha p_\pi^\beta$ .

(Здесь в нашем распоряжении имеются две кинематические переменные — четырехимпульсы  $K$ -мезона  $p_K$  и  $\pi$ -мезона  $p_\pi$ .)

Функции  $f_i$  являются безразмерными форм-факторами, зависящими только от квадрата четырехмерного импульса, переданного лептонной паре, что вытекает из предположения о локальном рождении лептонов. Форм-факторы относительно действительны, если взаимодействие инвариантно к обращению времени. Для чистого векторного варианта связи большинство теоретических оценок приводит к тому, что  $f_\pm$  должны быть слабо меняющимися функциями  $q^2 = (p_K - p_\pi)^2$ , так что их разложение по степеням  $q^2$

$$f_\pm(q^2) = f_\pm(0) [1 + \lambda_\pm q^2/m_\pi^2]$$

кажется вполне разумным. С другой стороны, форм-факторы  $f_\pm$  можно представить в виде

$$f_\pm(q^2) = f_\pm(0) [X/(X - q^2/m_\pi^2)],$$

где  $m \equiv m_\pi X^{1/2}$  — масса промежуточного состояния  $K^*(J^P = 1^-, I = 1/2)$ . Для  $|\lambda_\pm| \gtrsim 0,1$  оба представления  $f_\pm$  эквивалентны при  $\lambda = 1/X$ .

Тип связи, ответственный за распады  $K \rightarrow \pi + l + \nu_l$ . Правильная интерпретация экспериментальных данных о процессах  $K \rightarrow \pi l \nu_l$ , обусловленных тем или иным видом взаимодействия, зависит от учета искажений, возникающих от сильных взаимодействий, и справедливости предположения о локальном рождении лептонов. Форма любого энергетического и углового распределения



вторичных частиц зависит, конечно, от типа связи, ответственной за распад, но различные спектры по-разному чувствительны к предположениям теории и к эффектам сильных взаимодействий. Как мы уже знаем, все эффекты от сильных взаимодействий включены в форм-факторы  $f_i$ . Естественно, что в простейшем случае постоянных форм-факторов все распределения равноправны для анализа на вариант взаимодействия. В общем же случае, когда форм-факторы зависят от энергии сильно взаимодействующих частиц, необходимо всегда исследовать параметры, наименее чувствительные в данном случае к изменению энергии  $\pi$ -мезона (вернее, к  $q^2 = m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_\pi$ ).

Какие распределения наиболее удобны для исследования варианта взаимодействия? Форма импульсного спектра электронов относительно нечувствительна к изменению энергии  $\pi$ -мезона, так как этот спектр получается в результате интегрирования по энергии  $E_\pi$  и, следовательно, на сведения о природе взаимодействия не очень сильно влияет неточность знания величины и структуры форм-факторов. Не зависят от изменения форм-факторов распределение по углу  $\alpha$  между импульсами нейтрино и пиона в системе покоя дилептона (лептон + нейтрино) и, конечно, все другие спектры, полученные при фиксированной энергии  $\pi$ -мезона. (Все эти рассуждения справедливы в случае существования чистой связи какого-нибудь одного вида.) Что касается предположения о локальности возникновения лептонной пары, то его тоже удобнее всего проверять, анализируя угловую корреляцию по  $\alpha$ . Разница в поведении электрона (при  $m_e \approx 0$ ) и нейтрино будет указывать либо на нарушение принципа локальности, либо на присутствие большого вклада от скалярно-тензорного члена (либо сразу и то и другое). Отметим, что асимметрия, появляющаяся при нелокальном рождении лептонов, скажется только на структуре форм-фактора  $f_+$  в распаде  $K \rightarrow \pi e \nu_e$ , в разложении которого по степеням  $q^2$  появится член, зависящий от передачи импульса лептону:

$$f_+(q^2) = f_+(0) [1 + \lambda_+ q^2/m_\pi^2 + \lambda_e q_e^2/m_\pi^2],$$

где  $q_e^2 = m_K^2 + m_e^2 - 2m_K E_e$ .

Попытки выделить в структуре  $f_+(q^2)$  член, пропорциональный  $\lambda_e$  экспериментальным путем, по-видимому, имеют софистический характер, но, подходя чисто формально к результату миланской группы [7], нужно отметить, что он не противоречит принципу локального ( $\lambda_e = 0$ ) рождения лептонов  $\lambda_e = 0,11^{+0,013}_{-0,011}$ . Уже более десяти лет не прекращаются исследования полулептонных распадов с улучшающейся точностью измерений, точностью оценок фона и с набором все большего и большего статистического материала. Последние работы [8, 9] групп в Сакле ( $K_{e3}^0$ ) и Принстоне ( $K_{e3}^+$ ), выполненные с помощью искровых камер и счетчиков (рис. 3), основываются на статистике, превышающей суммарное

количество случаев, полученных во всех предыдущих экспериментах. Как и в более ранних работах, здесь вновь подтверждается доминирование векторной связи, а вклад в амплитуду от скалярного и тензорного типов взаимодействия не превышает: для  $K_{e3}^0: A_S/A_V \leq \leq 0,11, A_T/A_V \leq 0,06$  с 68%-ным доверительным уровнем; для  $K_{e3}^+: A_S/A_V \leq 0,15, A_T/A_V \leq 0,04$  с 90%-ным доверительным уровнем.

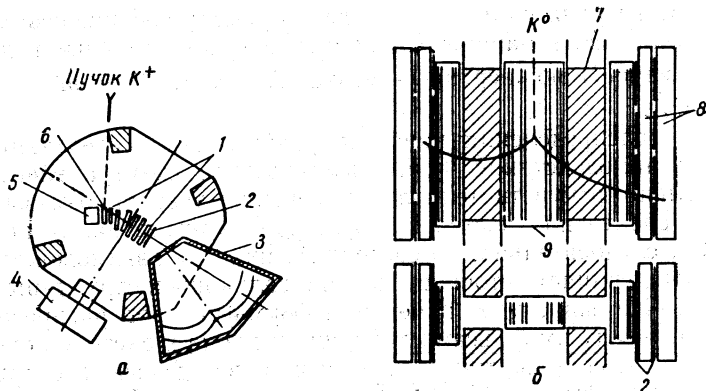


Рис. 3. Установки групп в Принстоне (а) и Сакле (б) для исследования распадов  $K_{e3}^+$  и  $K_{e3}^0$ :

1 — искровые камеры; 2 — сцинтилляционные счетчики; 3 — черенковский счетчик; 4 — система фотографирования; 5 — детектор  $\pi^+$ -мезонов; 6 — детектор  $K$ -мезонов; 7 — магнит; 8 — пробеговые искровые камеры; 9 — импульсные искровые камеры.

**Форм-факторы  $f_{\pm}$  и  $\xi$  в распадах  $K$ -мезонов.** Если в полупертоновых распадах доминирует векторная связь, то полный матричный элемент должен иметь следующий вид:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha} [f_{+}(q^2)(p_K + p_{\pi})_{\alpha} + f_{-}(q^2)(p_K - p_{\pi})_{\alpha}] \bar{u}_e \gamma_{\alpha} \times \times (1 + \gamma_5) u_{\nu}, \quad (1.8)$$

где, как уже было сказано выше, форм-факторы  $f_{\pm}(q^2)$  можно представить в виде разложения по степеням  $q^2$ . Эти форм-факторы непосредственно связаны с виртуальными сильными взаимодействиями с участием  $K$ - и  $\pi$ -мезонов. Для анализа их энергетической структуры могут быть применены дисперсионные соотношения при самых разнообразных гипотезах, например при предположении [10], что виртуальные сильные взаимодействия доминируют при наличии промежуточного состояния  $K^*$ . Кроме того, за последнее время появились многочисленные предсказания о структуре форм-факторов и связи форм-факторов для различных каналов распада, полученные с помощью техники алгебры токов [11]. Особо интере-

сен для сравнения с предсказаниями форм-фактор  $\xi(q^2)$ , который представляет собой отношение форм-факторов  $f_-$  и  $f_+$ :

$$\xi(q^2) = f_-(q^2)/f_+(q^2).$$

С исследованием параметра  $\xi$  связано решение нескольких вопросов. Нарушение  $T$ -инвариантности в полуплептонных распадах приведет к появлению фазы  $\xi$ , отличной от 0 или  $180^\circ$ . Правило отбора  $\Delta I = 1/2$  дает количественное соотношение между форм-факторами  $\xi$  в распадах нейтральных и заряженных  $K$ -мезонов. Если вклад в распады  $K_{l3}$  дает только амплитуда с  $\Delta I = 1/2$ , то, должно быть,  $\xi_0 = \xi_{\pm}$ . С другой стороны, если величина  $\xi$  известна, то сравнение форм-факторов  $f_+^e$  и  $f_+^\mu$  из распадов  $K_{e3}$  и  $K_{\mu3}$  (по аналогии с лептонными распадами  $K_{l2}$ ) можно использовать для проверки принципа  $\mu - e$ -универсальности, который требует равенства  $f_+^e = f_+^\mu$ .

Некоторые методы определения величины  $\xi$  основаны на измерениях, правильно интерпретировать которые можно лишь в том случае, когда известны ответы на перечисленные выше вопросы. Так, например, во многих экспериментах использовался способ определения  $\xi$  путем измерения отношения парциальных частот распада  $K$ -мезона по каналам  $K_{\mu3}$  и  $K_{e3}$ :

$$\eta = \frac{\Gamma(K \rightarrow \pi \mu \nu_\mu)}{\Gamma(K \rightarrow \pi e \nu_e)} \approx 0,65 + 0,13 \xi + 0,02 \xi^2.$$

Отношение частот  $\eta$  имеет такой вид потому, что члены матричного элемента с  $\xi$  пропорциональны массе лептонов и знаменатель дроби не содержит  $\xi$  при  $m_e = 0$ . В этом методе оценки форм-фактора  $\xi$  необходимо предполагать, во-первых, что форм-факторы  $f_+$  и  $f_-$  являются постоянными величинами и, во-вторых, что принцип  $\mu - e$ -универсальности выполнен. Если, например, первое предположение несправедливо, то величина  $\eta$  принимает вид

$$\eta \approx 0,649 + 0,127 \operatorname{Re} \xi + 0,019 |\xi|^2 + 1,34 \lambda_+ + 0,008 \lambda_+ \operatorname{Re} \xi + 0,459 \lambda_- \operatorname{Re} \xi + 0,163 \lambda_- |\xi|^2 - 0,068 \lambda_+ |\xi|^2, \quad (1.9)$$

и для правильной оценки  $\xi$  необходимо знать энергетическую структуру форм-факторов  $f_{\pm}(q^2)$ , т. е. параметры  $\lambda_+$  и  $\lambda_-$ . Еще одна возможность оценить форм-фактор  $\xi$  появляется при исследовании энергетических спектров пионов и  $\mu$ -мезонов и при измерении поляризации мюонов из распада  $K \rightarrow \pi \mu \nu_\mu$ . Интерпретация таких экспериментов не зависит от степени выполнения принципа мюонно-электронной универсальности, но другие предположения вводить необходимо. Единственный способ, не зависящий от всех предположений, — о  $\mu - e$ -универсальности, инвариантности относительно обращения времени и характере энергетической структуры форм-факторов  $f_{\pm}$  — заключается в проведении измерений при фиксированной энергии  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов, когда обязательно

$\xi = \text{const.}$  Такая ситуация осуществляется при измерении направления поляризации  $\mu$ -мезона в каждой точке диаграммы Далитца ( $E_\pi, E_\mu$ ). Направление поляризации мюона в данной точке (100%-ная поляризация) в этом случае зависит только от соответствующей величины  $\xi$ :  $\hat{p}_\mu = f(\xi)$ . Угловое распределение по направлениям импульсов электронов  $\hat{e}$  от распада  $\mu$ -мезона относительно направления используемого магнитного поля  $B$  есть простая функция от  $\xi$ :

$$dN/d(\hat{l} \hat{B}) \sim [1 + \alpha \hat{p}_\mu(\xi) \cdot \hat{B}](\hat{l} \hat{B}),$$

где  $\alpha$  — параметр асимметрии распада мюона.

К настоящему времени выполнено большое число экспериментов, в которых форм-фактор  $\xi$  определялся различными способами [12]. Средневзвешенная величина отношения парциальных частот распада по каналам  $K_{\mu 3}$  и  $K_{e 3}$  равна: для  $K^+$ -мезонов  $\eta^+ = 0,73 \pm 0,03$ , для  $K^0$ -мезонов  $\eta_0 = 0,78 \pm 0,05$ . Если предположить, что форм-факторы  $f_\pm$  постоянны, т. е.  $\lambda_\pm = 0$ , и что имеется инвариантность относительно обращения времени,  $\text{Im} \xi = 0$ , то для  $\langle \eta \rangle = 0,75$  получается значение  $\xi = 0,6 \pm 0,2$ . С другой стороны, измерения поляризации мюонов в распадах заряженных и нейтральных  $K$ -мезонов дают для величины  $\xi$  значение  $\text{Re} \xi = -1,0 \pm 0,2$ . Таким образом,  $\xi_{\text{отн. част}} = \xi_{\text{поляриз}} \approx 1,6 \pm 0,3$ , что более чем на пять стандартных отклонений отлично от нуля.

Правда, в последнее время получены результаты, из которых следует, что  $\eta_+ = 0,596 \pm 0,025$ , а отношение частот  $\xi = -0,72 \pm 0,21$ . Последний результат согласуется с данными, найденными из поляризационных опытов. Но если все же такое различие имеется, то каким образом его можно было бы объяснить? Прежде всего, кажется наиболее естественным учесть возможную зависимость форм-факторов от энергии, т. е. попытаться ввести в выражение для отношения частот ненулевые значения параметров  $\lambda_+$ . Почему именно  $\lambda_+$ , а не сразу  $\lambda_+$  и  $\lambda_-$ , что позволило бы учесть энергетическую структуру обоих форм-факторов  $f_+$  и  $f_-$ ? Дело в том, что по многим теоретическим оценкам  $|f_-| < |f_+|$  [13] или  $\xi \approx 0$ , а в пределе строгой  $SU(3)$ -симметрии мы бы имели точное равенство нулю форм-фактора  $f_-$ . Введение  $\lambda_+ \neq 0$  в формулу (1.9) можно было бы сделать без пересмотра экспериментальных данных по поляризации, поскольку последняя гораздо менее чувствительна к величине  $\lambda_+$ , чем отношение частот распадов  $K_{\mu 3}$  и  $K_{e 3}$ . Однако чтобы изменить значение форм-фактора  $\xi$  от полученного экспериментально значения  $\xi = +0,6$  до  $\xi = -1,0$  при той же самой величине отношения частот  $\eta = 0,75$ , нужно выбрать  $\lambda_+ \approx 0,15$ . Такое значение  $\lambda_+$  противоречит и многочисленным теоретическим предсказаниям ( $|\lambda_+| \leq 0,02$ ), и большинству экспериментальных данных, полученных при исследовании распадов  $K_{e 3}$ . В настоящее время нет определенности в вопросе о значениях параметров  $\lambda_+$  в  $K_{e 3}^+$ - и  $K_{e 3}^0$ -распадах. Из прежних экспериментальных данных

следовало, что  $\langle \lambda_+ \rangle_{K^+} = 0,024 \pm 0,009$  и  $\langle \lambda_+ \rangle_{K^0} = 0,018 \pm 0,009$ . Однако в последнее время появились указания на то, что, возможно, значения параметров  $\lambda_+$  лежат в интервале 0,06—0,09. Если  $\xi = -1$  и считаем  $\lambda_- = 0$ , то при  $\lambda_+ = 0,02$  отношение парциальных частот  $\eta$  должно быть равным 0,6, что почти на пять стандартных отклонений отличается от ранее найденного значения средней величины (0,75  $\pm$  0,03), но соответствует значению  $\eta_+$ , полученному в последних опытах с  $K^+$ -мезонами. С другой стороны, полагая  $\lambda_+ = 0,09$ , получаем  $\eta \approx 0,75$ , что находится в согласии с выводами, сделанными из анализа результатов прежних опытов, но в противоречии с данными, полученными за последнее время.

Остается еще возможность согласовать данные при  $\lambda_- \neq 0$ . Хотя теоретические оценки и дают результат  $|f_-| < |f_+|$ , они, с другой стороны, в большинстве своем предсказывают [14] более сильную энергетическую зависимость форм-фактора  $f_-$  по сравнению с  $f_+$ , т. е.  $|\lambda_-| > |\lambda_+|$ . Посмотрим, при каких величинах  $\lambda_-$  можно согласовать экспериментальные данные. Для  $\xi = -1,0$ ,  $\lambda_+ = 0,02$  и  $\eta = 0,75$  необходимо выбрать  $|\lambda_-| = 0,6$ . Некоторые теоретические модели приводят к величине  $|\lambda_-| \geq 0,2$ , если  $|\lambda_+| \leq 0,02$ , но при таком большом значении  $\lambda_- = -0,6$  уже само разложение форм-фактора  $f_-$  по степеням  $q^2$  в виде  $1 + \lambda_- \frac{q^2}{m_\pi^2}$  может оказаться неправомерным. В нашем распоряжении еще имеется принцип мюонно-электронной универсальности. Если вдруг  $f_+^\mu \neq f_+^e$ , то, например, при  $\lambda_\pm = 0$  и  $\text{Im} \xi = 0$   $\eta = (f_+^\mu/f_+^e)^2 \times (0,065 + 0,13 \xi + 0,02 \xi^2)$  и при  $|f_+^\mu|/|f_+^e| > 1$  будет  $\xi_{\text{отн. част}} > \xi_{\text{полярь}}$ . Для согласования имеющихся экспериментальных значений  $\xi_{\text{полярь}}$  и  $\xi_{\text{отн. част}}$  нужно при  $\xi = -1,0$  и  $\eta = 0,73$  предположить, что  $|f_+^\mu/f_+^e| \approx 1,16$ . Однако нарушение принципа  $\mu - e$ -универсальности кажется более неприятным делом, чем, например, введение большого параметра  $\lambda$  для приведения в соответствие результатов для форм-фактора  $\xi$ , полученных различными методами.

**Правила отбора  $|\Delta I| = 1/2$  и  $\Delta Q = \Delta S$  для полулептонных распадов  $K$ -мезонов.** В разделе 1.3 мы приводили простые рассуждения, с помощью которых получили правила отбора  $|\Delta I| = 1/2$  и  $\Delta Q = \Delta S$ . Эти рассуждения основывались на предположении, что изменяющая странность часть лагранжиана слабого взаимодействия преобразуется как изоспинор.

Более фундаментальная основа для введения данных правил отбора была предложена Кабиббо и другими и сводится к предположению, что меняющий странность ток  $J_\alpha^{(1)}$  составлен из компонент октета  $SU(3)$ -симметрии. В рамках такого предположения правила отбора  $|\Delta I| = 1/2$  и  $\Delta Q = \Delta S$  получаются для всех процессов с  $\Delta S = \pm 1$ . Для полулептонных распадов правило  $|\Delta I| = 1/2$

предсказывает величину отношения частот распада нейтральных и заряженных  $K$ -мезонов:

$$R = \Gamma(K^0 \rightarrow \pi l \nu_l) / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi l \nu_l) = 2,024,$$

где отличие от двойки возникает из-за учета эффекта разностей масс частиц. Экспериментальная величина  $R_s = 1,9 \pm 0,08$ , и, следовательно, отношение экспериментального значения к предсказываемому равно  $R_s/R_T = 0,94 \pm 0,04$ , что в пределах одного стандартного отклонения не отличается от единицы [15].

Исследовать возможное нарушение правила  $\Delta Q = \Delta S$  можно, рассматривая четыре амплитуды распада нейтральных  $K$ -мезонов:

$$f = A(K^0 \rightarrow \pi^- + l^+ + \nu_l); \quad g = A(K^0 \rightarrow \pi^+ + l^- + \bar{\nu}_l);$$

$$f^* = A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + l^- + \bar{\nu}_l); \quad g^* = A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- + l^+ + \nu_l),$$

для которых предполагается выполнение  $CPT$ -инвариантности.  $f(f^*)$  — амплитуда процесса, удовлетворяющего правилу  $\Delta Q = \Delta S$ , а  $g(g^*)$  — амплитуда, нарушающая это правило ( $\Delta Q = -\Delta S$ ). Отношение двух таких амплитуд  $x = g/f$  должно быть равно нулю, если слабое взаимодействие строго подчиняется правилу отбора  $\Delta Q = \Delta S$ . Нарушение данного правила должно повлиять на характер временного распределения распадов с положительно и отрицательно заряженными лептонами, а также, если в полулептонных распадах присутствует нарушающая  $CP$ -инвариантность амплитуда, на зарядовую асимметрию:

$$\Delta = (\Gamma_+ - \Gamma_-) / (\Gamma_+ + \Gamma_-),$$

где  $\Gamma_{\pm} = \Gamma(K^0 \rightarrow \pi l^{\pm} \nu_l)$  — парциальные частоты данных процессов.

Выясним, какие имеются возможности получения информации о величине  $x$  при экспериментальном изучении временной зависимости для распадов  $K_L^0 \rightarrow \pi l \nu_l$ . Если в начальный момент времени имеется, например, чистое состояние  $\bar{K}^0$ , то через несколько  $\tau_S$  ( $\tau_S$  — время жизни короткоживущего состояния  $K_S^0$ ) будет смесь состояний  $\bar{K}^0$  и  $K^0$ . При малых  $t$  отрицательно заряженные лептоны будут возникать от удовлетворяющей правилу  $\Delta Q = \Delta S$  амплитуды  $f^*$ , а положительно заряженные — от амплитуды  $g$  с  $\Delta Q = -\Delta S$ . Если обе амплитуды  $f$  и  $g$  имеют приблизительно одинаковую энергетическую зависимость в кинематически разрешенной области, то временное распределение электронных распадов  $K_{e3}$  от начального  $\bar{K}^0$ -состояния имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{N}^{\pm}(t) \sim & |1+x|^2 e^{-\lambda_S t} + |1-x|^2 e^{-\lambda_L t} - \\ & - 2e^{\frac{1}{2}(\lambda_S + \lambda_L)t} [2\text{Im}x \sin \delta t \pm (1-|x|^2) \cos \delta t], \end{aligned} \quad (1.10)$$

где знак  $\pm$  относится к заряду электрона;  $\lambda_S$  и  $\lambda_L$  — полные частоты короткоживущего  $K_S^0$  и долгоживущего  $K_L^0$  состояний, а  $\delta$  — разность масс  $m(K_S) - m(K_L)$ . Необходимое условие  $CP$ -инвариантности полулептонных распадов  $\text{Im} x = 0$ , в то время как одновременное выполнение условий  $\text{Im} x = \text{Re} x = 0$  эквивалентно выполнению правила отбора  $\Delta Q = \Delta S$ . Нарушение  $CP$ -инвариантности в данном случае обязательно требует невыполнения правила  $\Delta Q = \Delta S$ , но условие  $\Delta Q = \Delta S$ , а значит и  $\text{Im} x = 0$ , не является достаточным для вывода о сохранении  $CP$ -инвариантности, так как последняя может нарушаться в разрешенном канале с  $\Delta Q = \Delta S$ . В случае сохранения  $CP$ -инвариантности сумма  $N^+(t) + N^-(t)$  не зависит от разности масс  $\delta$ . Однако это очевидное преимущество фактически теряется вследствие неоднозначности  $x$ , возникающей от квадратичной зависимости, и из-за большей неопределенности в  $x$ , получающейся в результате потери информации о знаке заряда лептона. Если предположить, что форм-фактор  $f_-(g_-)$  не доминирует в адронных токах, то временное распределение распадов  $K_{\mu 3}$  также выражается уравнением (1.10) той же самой величиной  $x$ . Напомним, что нарушение правила  $\Delta Q = \Delta S$  приводит к переходу с  $|\Delta I| = 3/2$  (амплитуды  $g, g^*$ ), т. е. в этом случае правило отбора  $|\Delta I| = 1/2$  для полулептонных распадов обязательно нарушается.

Временная зависимость распадов  $K_{e3}^0$  исследовалась [16] для обоих каналов  $K_{\mu 3}$  и  $K_{e3}$  и для начальных состояний  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ . Комбинированные данные по всем проведенным экспериментам дают для величины  $x$  следующие значения:

$$\text{Re} x = 0,021 \pm 0,036;$$

$$\text{Im} x = -0,10 \pm 0,005.$$

Мы видим, что в то время как  $\text{Im} x$  в пределах ошибки не отличается от нуля,  $\text{Re} x > 0$  более чем на четыре стандартных отклонения. Не следует, однако, относиться слишком серьезно к величине ошибки  $\Delta \text{Re} x$ . Комбинирование данных различных экспериментов не учитывает почти неизбежных систематических ошибок, которые могут резко изменить результат. Кроме этого, имеющиеся эксперименты, о которых говорилось выше, не указывают пока на нарушение правила  $|\Delta I| = 1/2$ , что было бы необходимо при наличии вклада в амплитуду с  $\Delta Q = -\Delta S$ .

Итак, сугубо формальная интерпретация результатов измерения временной зависимости полулептонных распадов: возможно, что правило  $\Delta Q = \Delta S$  нарушается при одновременном сохранении  $CP$ -инвариантности.

Рассмотрим возможные эффекты, которые происходят при нарушении правила  $\Delta Q = \Delta S$  в зарядовой асимметрии распадов  $K_L^0 \rightarrow \pi l^\pm \nu_l$ . Определение вклада в распады  $K_{l3}$  от нарушающей правило  $\Delta Q = \Delta S$  амплитуды путем измерения зарядовой асимметрии  $\Delta = (\Gamma_+ - \Gamma_-)/(\Gamma_+ + \Gamma_-)$  затруднено из-за того, что

в этом случае  $x$  является функцией многих экспериментальных переменных:

$$\operatorname{Re} x = f(|\eta_{+-}|, |\eta_{00}|, \theta_{+-}, \theta_{00}, \Delta).$$

Здесь  $\eta_{+-}$  и  $|\eta_{00}|$  — отношения амплитуд двухпионных распадов  $\eta_{+-} = \langle \pi^+ \pi^- | J_{\alpha}^{(1)} | K_L^0 \rangle / \langle \pi^+ \pi^- | J_{\alpha}^{(1)} | K_S^0 \rangle$ ;  $|\eta_{00}| = \langle \pi^0 \pi^0 | J_{\alpha}^{(1)} | K_L^0 \rangle / \langle \pi^0 \pi^0 | J_{\alpha}^{(1)} | K_S^0 \rangle$  с соответствующими фазами  $\theta_{+-}$  и  $\theta_{00}$ . Феноменологический анализ большинства опытных данных приводит к значению  $\theta_{00} = (51 \pm 30)^\circ$ . Значение  $\theta_{+-}$  по многим экспериментам\* есть  $\theta_{+-} = (42,5 \pm 3)^\circ$ . Для  $|\eta_{+-}|$  и  $|\eta_{00}|$  средневзвешенные значения равны:

$$\langle |\eta_{+-}| \rangle = (1,92 \pm 0,03) \cdot 10^{-3};$$

$$\langle |\eta_{00}| \rangle = (2,06 \pm 0,17) \cdot 10^{-3},$$

но нужно отметить, что величина модуля амплитуды  $\eta_{00}$  в разных экспериментах различна. Последние измерения [17] зарядовой асимметрии  $\Delta$  в распадах  $K_{13}^0$  привели к результату:

$$\Delta_e = (2,24 \pm 0,36) \cdot 10^{-3};$$

$$\Delta_{\mu} = (4,00 \pm 1,40) \cdot 10^{-3}.$$

Используя все эти значения и связь  $2\operatorname{Re} x = 3\Delta / (2|\eta_{+-}| \times \cos \theta_{+-} + |\eta_{00}| \cos \theta_{00})$ , получаем для  $K_{Le}^0$   $\operatorname{Re} x = +0,11 \pm 0,09$  и для  $K_{L\mu}^0$   $\operatorname{Re} x = -0,20 \pm 0,26$ . В пределах ошибок эти величины согласуются друг с другом и их средневзвешенное равно

$$\operatorname{Re} x_{\Delta} = +0,080 \pm 0,100.$$

Кроме того, из данных о  $K_{e3}^0$ -распаде мы имеем еще значения:

$$\operatorname{Im} x = -0,12 \pm 0,15;$$

$$\frac{1 - |x|^2}{|1 + x|^2} = 1,06 \pm 0,06.$$

Отсюда для относительной вероятности переходов с  $\Delta Q = -\Delta S$  получается значение меньше  $2 \cdot 10^{-2}$ .

**Проблемы нарушения  $T$ -инвариантности.** Потребность в проверке  $T$ -инвариантности возникла в результате обнаружения  $CP$ -неинвариантных переходов в распадах  $K^0$ -мезонов. Если  $CP$ -инвариантность нарушается, то в рамках фундаментальной  $CPT$ -теоремы сразу получаем необходимое нарушение  $T$ -инвариантности.

\* Отдельные измерения характеризуются очень большим разбросом значений величины  $\theta_{+-}$ .



Эксперименты со слабыми распадами позволяют провести прямую проверку степени справедливости инвариантности относительно обращения времени, так как они чувствительны к членам вида  $\sigma \cdot (p_1 \times p_2)$ , где  $\sigma$  — спин одной из частиц, а  $p_1$  и  $p_2$  — импульсы двух вторичных частиц, участвующих в распаде. При обращении времени изменяется знак как у линейного, так и у углового момента, следовательно, инвариантность относительно обращения времени требует равенства нулю величины  $\sigma \cdot (p_1 \times p_2)$ , если можно пренебречь взаимодействием в конечном состоянии, нарушающим  $CP$ .

Подобный эффект можно искать в распадах нейтральных и заряженных каонов по каналу  $K_{\mu 3}$ . Нарушающий четность распад  $\mu$ -мезона зависит от его поляризации, учитывая это, можно измерять нормальную составляющую вектора поляризации, пропорциональную  $\sigma_{\mu} \cdot (\vec{p}_{\pi} \times \vec{p}_{\mu})$ .

Наиболее полные данные в настоящее время получены при исследовании нейтральных каонов [12]. Коэффициент при члене  $\sigma_{\mu} \cdot (\vec{p}_{\mu} \times \vec{p}_{\pi})$  пропорционален  $\text{Im}\xi$ , причем здесь величина отношения форм-факторов учитывает возможное присутствие нарушающей правило  $\Delta Q = \Delta S$  амплитуды  $g$ :  $\xi = (f_- - g_-)/(f_+ - g_+)$ . Экспериментальное значение  $\text{Im}\xi = -0,014 \pm 0,066$ . (Такие же исследования с заряженными  $K$ -мезонами приводят к величине  $\text{Im}\xi \approx 0$ .) Как  $\text{Im}\xi$ , так и  $\text{Re}\xi$  определены пока очень неточно, отдельные измерения характеризуются большими флуктуациями. Принимая для  $\text{Re}\xi$  значение  $\text{Re}\xi = -1,0 \pm 0,2$  — средневзвешенное из поляризационных измерений, для фазы  $\varphi(\xi = |\xi|e^{i\varphi})$  имеем  $\varphi = (0,8 \pm 3,0)^\circ$ . За счет электромагнитного взаимодействия в конечном состоянии может появиться фаза  $\varphi \approx 0,3^\circ$ , так что результат, полученный для  $\text{Im}\xi$ , вполне согласуется с выводом о  $T$ -инвариантности.

**Проверка  $CP$ -инвариантности.** В последнее время была экспериментально обнаружена зарядовая асимметрия в полулептонных распадах нейтральных  $K$ -мезонов [17]. Величина такой асимметрии является важным параметром в феноменологии нарушения  $CP$ -инвариантности. Калифорнийская группа, проводившая исследование с распадом  $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu$ , получила

$$R \equiv R_{\mu^+}/R_{\mu^-} = 1,0081 \pm 0,0027, \quad (1.11)$$

а группа Колумбийского университета для распада  $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$  нашла

$$\Delta = (\Gamma_{e^+} - \Gamma_{e^-})/(\Gamma_{e^+} + \Gamma_{e^-}) = (2,24 \pm 0,36) \cdot 10^{-3}. \quad (1.12)$$

Оба эти результата впервые указывают на возможность нарушения  $CP$ -инвариантности в других, кроме  $K^0 \rightarrow 2\pi$ , процессах, идущих за счет слабого взаимодействия, так как при сохранении  $CP$ -инвариантности должно быть  $R = 1$  и  $\Delta = 0$  (схемы установок

показаны на рис. 4). Данные по зарядовой асимметрии можно связать с другими свойствами нейтральных каонных распадов. Если обозначить  $\alpha$  переход  $\alpha = |\langle L|S \rangle|$ , где  $L$  и  $S$  — долго- и короткоживущие состояния, то

$$\Delta = \frac{\Gamma_+ - \Gamma_-}{\Gamma_+ + \Gamma_-} = \alpha \frac{(1 - |x|^2)}{|1 + x|^2}.$$

Здесь параметр  $x$  вновь является отношением амплитуд  $g/f$ ; с другой стороны, параметр  $\Delta$  может быть выражен через известные нам параметры феноменологического анализа распадов  $K_L^0 \rightarrow$

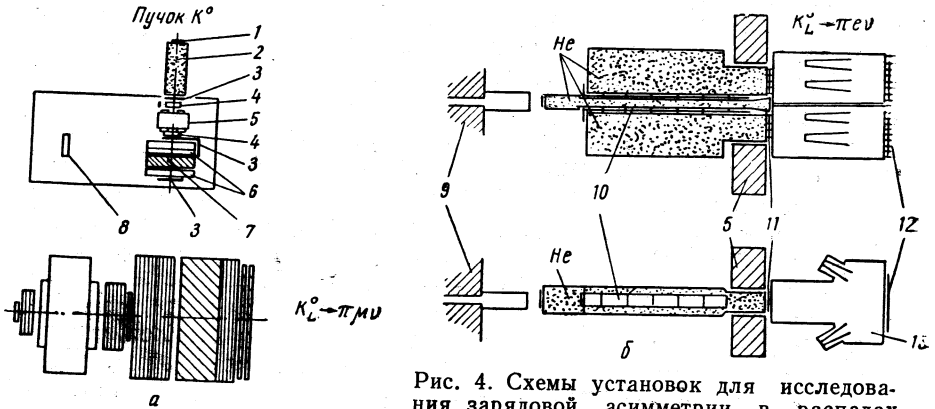


Рис. 4. Схемы установок для исследования зарядовой асимметрии в распадах  $K_L^0 \rightarrow \pi \nu \mu$  (а) и  $K_L^0 \rightarrow \pi \nu e$  (б):

1 — счетчик антисовпадений; 2 — гелиевый резервуар; 3 — сцинтилляционные счетчики; 4 — искровые камеры с тонкими пластинами; 5 — магнит; 6 — искровые камеры с толстыми пластинами; 7 — поглотитель; 8 — система фотографирования; 9 — коллиматор; 10 — годоскоп А; 11 — годоскоп В; 12 — годоскоп D; 13 — черенковский счетчик.

$\rightarrow 2\pi^0$ ,  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , идущих с нарушением  $CP$ -четности,  $\eta_{+-}$ ,  $\eta_{00}$  и  $\epsilon$ ,  $\epsilon'$ , которые связаны друг с другом соотношениями  $\eta_{+-} = \epsilon + \epsilon'$  и  $\eta_{00} = \epsilon - 2\epsilon'$ . Из определения  $\epsilon$  и  $\alpha$ , при учете их малости, получаем  $\text{Re}\epsilon \approx \frac{\alpha}{2}$ . Отсюда при  $x = 0$   $\Delta = 2\text{Re}\epsilon$  или  $R \approx 1 + 4\text{Re}\epsilon$  и из формул (1.11) и (1.12) имеем  $\text{Re}\epsilon_\mu = 0,0020 \pm 0,0007$ ;  $\text{Re}\epsilon_e = 0,0011 \pm 0,0002$ .

Как видно, результаты, полученные при измерении зарядовой асимметрии в распадах  $K_L^0 \rightarrow \pi \nu \mu$  и  $K_L^0 \rightarrow \pi \nu e$ , хорошо согласуются. Еще раз подчеркнем, что обнаруженная зарядовая асимметрия связывается с  $CP$ -нарушающими амплитудами  $2\pi$ -распадов  $K^0$ -мезонов, а не с  $CP$ -инвариантными амплитудами полулептонных распадов, которыми мы пренебрегли в анализе. Отметим, что найденные значения величины зарядовой асимметрии в полулептонных распадах согласуются с предсказаниями [18], получающимися при нарушении  $CP$ -инвариантности в двухпионных распадах —  $\Delta \lesssim 4 \cdot 10^{-3}$ .

#### 1.4. РАСПАДЫ $K \rightarrow \pi + \pi + l + \nu_l$ .

Среди всех процессов распада  $K$ -мезонов, когда среди вторичных частиц есть лептоны, для которых в настоящее время разумно ожидать накопления обширных экспериментальных данных, распады  $K_{l4}$  выделяются насыщенностью своей кинематической структуры. В этих распадах можно исследовать почти все следствия теории слабых взаимодействий, например справедливость правил отбора  $|\Delta I| = 1/2$  и  $\Delta Q = \Delta S$ , сохранение  $T$ -инвариантности; можно проверять выводы, полученные из алгебры токов, и т. д. Рассмотрим реакции:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu_e; \quad (1.13a)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ e^- \tilde{\nu}_e. \quad (1.13b)$$

Сравним возможности исследования степени нарушения правила  $\Delta Q = \Delta S$  при изучении реакций (1.13) и в распаде  $K_{e3}$ . Последний распад обусловлен векторным током, в то время как реакция (1.13б), нарушающая правило  $\Delta Q = \Delta S$ , описывается, по-видимому, аксиально векторным током. В распаде (1.13а) может присутствовать смесь аксиально векторного и векторного токов, хотя ожидается, что будет преобладать аксиально векторный ток. Таким образом, распады  $K_{e4}$  и  $K_{e3}$ , нарушающие правило  $\Delta Q = \Delta S$ , если это нарушение вообще существует, обусловлены разными токами, и, сравнивая их, можно проверить идеи универсальности токов. Но наиболее важным моментом при исследовании переходов  $K \rightarrow \pi \pi l \nu_l$  является возможность получения прямой информации о  $\pi\pi$ -взаимодействии в конечном состоянии. Тот факт, что две сильно взаимодействующие частицы появляются вместе с двумя лептонами, участвующими в слабых взаимодействиях, позволяет изучать взаимодействие в конечном состоянии этих двух  $\pi$ -мезонов в чистом виде, без какого-либо влияния других сильных взаимодействий.  $\pi\pi$ -Взаимодействие в конечном состоянии должно влиять на следующие характеристики  $K_{l4}$ -распада: 1) частоту распада; 2) форму распределения масс дипиона; 3) асимметрию распада относительно  $\pi^+$  и  $\pi^-$  в системе покоя дипиона, что, в свою очередь, должно обуславливать появление различия в спектрах  $\pi^+$  и  $\pi^-$  в лабораторной системе; 4) угловую корреляцию между плоскостями дипиона и дилептона.

Отметим, далее, следующую особенность распадов (1.13). Эти процессы отличаются друг от друга не только в свете правила  $\Delta Q = \Delta S$ , но и по изоспиновым состояниям двух  $\pi$ -мезонов [19, 20]. В то время как в (1.13б) реализуется конечное состояние с  $I = 2$ , в реакции (1.13а) могут присутствовать состояния с  $I = 0, 1$  или 2 в зависимости от наличия соответствующих угловых моментов. Если присутствуют оба состояния с  $I = 0$  и  $I = 1$ , то  $S$ - и  $P$ -состояния по угловым моментам могут интерферировать при условии, что их амплитуды сравнимы по величине. Эта интерференция могла

бы привести к появлению асимметрии вперед — назад вылета одного из пионов относительно направления дипиона.

Интенсивность и форма спектров распадов  $K_{14}$  являются функциями пяти переменных. Если надлежащим образом выбрать эти переменные и воспользоваться лишь одним только предположением об эффективной локальной связи лептонной пары с адронными токами, то структуру распада можно выразить через две переменные из пяти, и она не будет зависеть от адронных взаимодействий. Все динамические эффекты будут содержаться в форм-факторах, которые, в общем случае, являются функциями трех оставшихся переменных. Такое разделение на  $2 + 3$  в значительной мере уменьшает сложность кинематической ситуации и может быть использовано для разложения общей структуры распадов на части, которые могут быть внутренне даже более интересными. Одним из таких наборов переменных является следующий: углы  $\theta_\pi$  и  $\theta_l$ , которые описывают «распад» дипиона и дилептона в их системах покоя; угол  $\varphi$  между нормальными к плоскостям, содержащим дилептон и дипион и инвариантные массы  $m_{2\pi}$ ,  $m_{2l}$  дипиона и дилептона.  $\theta_l$  и  $\varphi$  являются «простыми» переменными, зависимость от которых можно выразить точно. Все форм-факторы зависят, в общем, только от остальных переменных  $\theta_\pi$ ,  $m_{2\pi}$  и  $m_{2l}$ .

Рассмотрим распад

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu_e, \quad (1.14)$$

поскольку в настоящее время только для этого процесса имеется более или менее достаточный экспериментальный материал [21—23]. Правила составления матричных элементов нам уже известны, поэтому не будем больше останавливаться на этом вопросе подробно. Для распада (1.14) имеем:

$$M \sim \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_\nu(p_\nu) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e(p_e) \langle \pi^+ \pi^- | J_\alpha^V + J_\alpha^A | K^+ \rangle, \quad (1.15)$$

где  $J_\alpha^V$  и  $J_\alpha^A$  — слабые векторный и аксиальный адронные токи, матричные элементы для которых можно записать как [20]

$$\langle \pi^+ \pi^- | J_\alpha^V | K^+ \rangle = \frac{ih}{m_K^3} \varepsilon_{\alpha\mu\nu\gamma} p_K^\mu (p_+ + p_-)^\nu (p_+ - p_-)^\gamma; \quad (1.16)$$

$$\langle \pi^+ \pi^- | J_\alpha^A | K^+ \rangle = \frac{f}{m_K} (p_+ + p_-)_\alpha + \frac{g}{m_K} (p_+ - p_-)_\alpha, \quad (1.17)$$

где в формуле (1.17) опущен член, дающий вклад в матричный элемент, пропорциональный квадрату массы лептона. Матричный элемент (1.15) включает в себя три форм-фактора  $h$ ,  $g$  и  $f$ , которые, в общем случае, являются функциями  $(p_K + p_{\pi^+})^2$ ,  $(p_K + p_{\pi^-})^2$  и  $(p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2$ . Если воспользоваться предположением, что зависимость от  $(p_K + p_{\pi^+})^2$  и  $(p_K + p_{\pi^-})^2$  можно пренебречь,

то расчет амплитуды распада значительно упрощается. В случае, когда форм-факторы зависят только от  $(p_{\pi^+} + p_{\pi^-})$ , легко заметить, что  $f$ -член в уравнении (1.17) симметричен относительно перестановки  $\pi^+$  и  $\pi^-$ , в то время как  $g$  из формулы (1.17) и  $h$  из формулы (1.16) антисимметричны при такой перестановке. Этот факт, вместе с правилом  $|\Delta I| = 1/2$ , говорит о том, что  $f$  соответствует амплитуде эмиссии двух пионов в состоянии с  $I = 0$ , а  $g$ - и  $h$ -члены представляют собой амплитуды эмиссии пионов в состоянии с  $I = 1$ .

Если предположить, что существует инвариантность относительно обращения времени, то  $f$ ,  $g$  и  $h$  можно представить в виде

$$f = f_0 e^{i\delta_0}, \quad g = g_0 e^{i\delta_1}, \quad h = h_0 e^{i\delta_1},$$

где  $\delta_0$  — сдвиг фаз  $S$ -волнового  $\pi\pi$ -рассеяния при  $I = 0$  и  $\delta_1$  — сдвиг фаз  $P$ -волнового  $\pi\pi$ -рассеяния при  $I = 1$ , а  $g_0$ ,  $f_0$  и  $h_0$  — действительные величины.

В настоящее время мировая статистика составляет около 300 распадов, по которым проведен достаточно подробный анализ, и единичные случаи распада по каналу  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\mu^+\nu_\mu$ . Данные, полученные из  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-e^+\nu_e$ , рассматривались при различных предположениях о поведении  $S$ -волнового  $\pi\pi$ -рассеяния [24]. Все форм-факторы при анализе считались постоянными, за исключением возможного присутствия фактора, обуславливающего их монотонное возрастание.  $S$ -волновой фазовый сдвиг  $\delta_0$  можно выразить через определенные параметры двумя способами:

1) параметризацией Чу — Мандельштама с переменной длиной рассеяния  $a_0$ :

$$\text{ctg } \delta_0 = \frac{1}{\beta a_0} + \frac{2}{\pi} \ln \left[ \frac{m_K}{2m_\pi} x(1 + \beta) \right], \quad (1.18)$$

где  $\beta = (1 - 4m_\pi^2/x^2 m_K^2)^{1/2}$  и  $x^2 = (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2/m_K^2$ ;

2) резонансом Брайта — Вигнера с переменной шириной  $\gamma$  и энергией  $E_R$ :

$$\text{ctg } \delta_0(x^2) = 2(x^2 m_K^2 - E_R^2)/(\gamma m_K x \beta). \quad (1.19)$$

Фазу  $\delta_1$   $P$ -волнового рассеяния при анализе не учитывали, что вполне разумно в области энергий дипиона в данном распаде. Анализ проводился для трех случаев:

а) все форм-факторы постоянные, что является простейшей моделью;

б)  $S$ -волновой форм-фактор  $f$  зависит от энергии благодаря возможному сильному  $\pi\pi$ - и  $S$ -волновому взаимодействию при низких энергиях. Это можно учесть, вводя, например, релятивистский возрастающий фактор Ватсона  $f_0 = f'_0 \sin \delta_0(x^2)/a_0\beta$ ;

в) все форм-факторы зависят от энергии. В этом случае для  $g_0$  и  $h_0$  вводят возрастающий так называемый  $\rho$ -фактор в виде

$$g_0 = g'_0 (m_\rho^2 - 4m_\pi^2) / (m_\rho^2 - x^2 m_K^2);$$

$$h_0 = h'_0 (m_\rho^2 - 4m_\pi^2) / (m_\rho^2 - x^2 m_K^2).$$

Наилучшее согласие с экспериментальными данными получено для всех трех случаев при использовании в расчетах фазы  $\pi$ -рассеяния  $\text{Cu} - \text{Мандельштама}$ , но в особенности для первого случая. Параметризация в виде резонанса Брайта — Вигнера не сильно меняет значения форм-факторов. Значения форм-факторов и длины рассеяния  $a_0$  для перечисленных случаев приведены ниже:

$$a_0 = 1,04 \pm 0,50; \quad a_0 = 0,89 \pm 0,44; \quad a_0 = 0,84 \pm 0,43;$$

$$f_0 = 1,19 \pm 0,13; \quad f'_0 = 1,45 \pm 0,16; \quad f'_0 = 1,42 \pm 0,15;$$

$$g_0 = 1,34 \pm 0,30; \quad g_0 = 1,36 \pm 0,30; \quad g'_0 = 1,25 \pm 0,28;$$

$$h_0 = -4,84 \pm 1,77; \quad h_0 = -4,89 \pm 1,73; \quad h'_0 = -4,57 \pm 1,63.$$

Заметим, что основной вклад в ошибки форм-факторов появляется из-за большой ошибки в определении частоты распада, которая была найдена по малой части всех случаев [19]:

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu_e) = (2,9 \pm 0,6) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}.$$

Найденные величины  $f_0$  и  $g_0$  находятся в хорошем согласии с результатом  $|f_0| = |g_0| = 0,97 \pm 0,03$ , полученным при использовании метода алгебры токов с предположением о постоянстве форм-факторов в  $K_{13}$ - и  $K_{14}$ -распадах. Там же найденная величина  $a_0 = 0,2$  не кажется очень отличающейся от экспериментально определенной, во-первых, из-за наличия большой ошибки, а во-вторых, из-за возможных эффектов унитарных ограничений на амплитуду  $\pi$ -рассеяния, которые могут увеличить значение  $a_0$ , полученное из требований алгебры токов.

Наиболее интересным результатом исследования является большая величина векторного форм-фактора  $h$ , который почти на три стандартных отклонения отличен от нуля. К сожалению, статистическое обеспечение настолько мало, а ошибки величин форм-факторов так велики, что нет возможности вынести какое-либо определенное заключение по этому поводу. Отметим только, что форм-фактор  $h_0$ , полученный в рамках  $SU_{(3)}$  (с предположением векторной доминантности) путем использования связи распада  $K_{14}$  с  $\eta \rightarrow \pi \pi \gamma$ , значительно меньше (примерно в четыре раза) полученного из эксперимента.

Накопление данных по  $K_{14}$ -распаду очень желательно. Если приведенные здесь выводы подтверждаются, то это будет означать, что распад  $K_{14}$  является даже более интересным, чем это считается в настоящее время.

Распады  $K \rightarrow \pi l \nu_l$  и правила  $\Delta Q = \Delta S$ ,  $|\Delta I| = 1/2$ . Правило  $\Delta Q = \Delta S$  разрешает распады  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- l^+ \nu_l$  и запрещает переходы с одинаково заряженными  $\pi$ -мезонами  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm l^\mp \nu_l$ . Пока примерно на 300 разрешенных распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- l^+ \nu_l$  и несколько случаев  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \mu^+ \nu_\mu$  не найдено ни одного запрещенного правилом  $\Delta Q = \Delta S$  перехода. Таким образом, верхний предел для  $K_{l4}$ -распадов с  $\Delta Q = -\Delta S$  в настоящее время составляет  $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ l^- \nu) / (\Gamma(K^+ \rightarrow \text{все})) \leq 0,5 \cdot 10^{-6}$ .

Конечно, для того чтобы можно было говорить что-либо об отношении токов, соответствующих правилам  $\Delta Q = \Delta S$  и  $\Delta Q = -\Delta S$ , необходимо полностью учитывать эффекты взаимодействия в конечных состояниях, обладающих различными изотопическими спинами. Если эти эффекты пренебрежимо малы, то из имеющихся экспериментальных данных следует, что

$$R = \frac{A(K_{l4}^+, \Delta Q = -\Delta S)}{A(K_{l4}^+, \Delta Q = \Delta S)} \lesssim 0,13.$$

Как было видно из предыдущего раздела, результаты экспериментов по проверке правила  $\Delta Q = \Delta S$  для векторных токов в распадах нейтральных  $K$ -мезонов сравнимы с приведенным выше значением  $R$ . Таким образом, можно сказать, что пока в этом вопросе не видно никакого различия в поведении переходов под действием векторного и аксиально векторного токов. К сожалению, сегодня еще нет экспериментальных данных по распаду  $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 l^+ \nu_l$  и по  $K_{l4}$ -распадам нейтральных  $K$ -мезонов, так что мы не можем проверять следствие правила  $|\Delta I| = 1/2$ , связывающее относительные частоты распадов заряженных и нейтральных  $K$ -мезонов.

### 1.5. СЛАБОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ С ЛЕПТОНАМИ

В последнее время название «слабоэлектромагнитные» утвердилось за распадами мезонов по каналам:

$$K \rightarrow \pi + \pi + \gamma;$$

$$K \rightarrow \pi + \pi + \pi + \gamma;$$

$$K \rightarrow l + \nu + \gamma;$$

$$\pi \rightarrow l + \nu + \gamma.$$

В данном обзоре мы рассмотрим только два последних распада. Испускание фотона в любом распаде адрона

$$A \rightarrow a + b + \dots + \gamma$$

может в общем случае осуществляться двумя путями: с помощью внутреннего тормозного излучения, с необходимостью сопровождающего все нерадиационные процессы, и возможного механизма прямой эмиссии фотона при переходе от начального  $A$ -состояния к конечному состоянию ( $a + b + \dots$ ).

Процесс внутреннего тормозного излучения хорошо известен, его амплитуда пропорциональна произведению  $eG$ -констант электромагнитного и слабого взаимодействий, и тормозной  $\gamma$ -квант испускается всегда  $C$ - и  $P$ -инвариантным путем. Так называемая прямая (или структурная) эмиссия фотона пока не обнаружена экспериментально, но как раз с этим механизмом возникновения  $\gamma$ -кванта связан ряд интересных проблем. Действительно, как это следует из самого названия данного механизма, простое подтверждение существования прямых переходов позволило бы сделать определенные выводы о структуре распадающегося мезона. По-видимому, наиболее удобно для этой цели исследовать слабозлектромагнитные распады  $K$ -мезонов с лептонами, где отсутствует мешающее влияние сильновзаимодействующих частиц в конечном состоянии, а возможные промежуточные состояния (см. ниже) имеют массу, более близкую к массе  $K$ -мезона, чем к  $m_\pi$  в распаде  $\pi \rightarrow l\nu\gamma$ . Если прямая эмиссия фотона существует и ее амплитуда хотя бы сравнима по величине с амплитудой внутреннего тормозного излучения, то интерес к слабозлектромагнитным распадам  $K$ -мезонов значительно возрастает. В отличие от  $CP$ -инвариантной амплитуды процесса внутреннего тормозного излучения (когда родоначальный распад без  $\gamma$ -кванта  $A \rightarrow a + b + \dots$   $CP$ -инвариантен) амплитуда прямых переходов, вообще говоря, может быть комплексной, т. е. неинвариантной относительно обращения времени. В таком случае могли бы появиться экспериментально заметные эффекты от нарушения  $T$ - или  $CP$ -инвариантности.

Возможность обнаружения  $T$ -неинвариантных эффектов в слабозлектромагнитных распадах  $K$ -мезонов появляется при исследовании реакции с лептонами:

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) + \gamma,$$

в которой в отличие от переходов типа  $K \rightarrow \pi\mu\gamma$  появляется новая переменная — ненулевой спин  $\mu$ -мезона. Это позволяет исследовать корреляцию вида  $\sigma_\mu \cdot (\vec{p}_K \times \vec{p}_\mu)$ , меняющую знак при обращении времени. В отсутствие сильных взаимодействий в конечном состоянии появление отличной от нуля нормальной составляющей поляризации  $\mu$ -мезона  $\rho_\perp \sim \sigma_\mu \cdot (\vec{p}_K \times \vec{p}_\pi)$  будет прямо указывать на нарушение инвариантности относительно обращения времени в данном процессе. Аналогичный эффект, как мы видели в разделе 1.3, должен иметь место и в распаде  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \pi^0 \nu_\mu$ , обусловленном слабым взаимодействием. Тщательные поиски нормальной составляющей поляризации  $\mu$ -мезона привели к отрицательному результату, в то время как такая компонента поляризации должна достигать вели-



чины порядка 20%, если бы нарушение  $CP$ -инвариантности происходило в слабых взаимодействиях.

Качественное отличие распада  $K \rightarrow \mu\nu\gamma$  от процесса  $K_{\mu 3}$  состоит в том, что первый из них идет за счет как слабого, так и электромагнитного взаимодействия. Если нарушение  $CP$ -инвариантности происходит в электромагнитных взаимодействиях, то, конечно, ожидаемый эффект в распаде  $K_{\mu\nu\gamma}$  должен быть значительно больше, чем в распаде  $K_{\mu\pi\nu}$ , где электромагнитное взаимодействие выступает в качестве поправки к слабому взаимодействию. Как и в случае распада  $K \rightarrow \pi\mu\gamma$ , такое нарушение может иметь место только для амплитуды прямой эмиссии  $\gamma$ -кванта.

Если предположить наличие максимального нарушения, т. е. для форм-факторов, соответствующих прямым переходам,  $\text{Im}f_i = -\text{Re}f_i$ , то в этом случае максимальная величина нормальной составляющей поляризации  $\mu$ -мезона для некоторых точек диаграммы Далитца могла бы достигать значения около 50% полной поляризации [25, 26]. Однако интегральный эффект приводит к экспериментально наблюдаемой асимметрии в распределении электронов от распада мюона всего лишь в 1—2%, так что нельзя сказать, что поиск нарушения  $T$ -инвариантности является для этого распада простым и надежным делом.

Однако, как уже было сказано, эти эффекты могут быть заметны лишь в случае, когда амплитуда процесса с прямой эмиссией  $\gamma$ -кванта хотя бы сравнима по величине с амплитудой канала с внутренним тормозным излучением. До сих пор слабозлектромагнитные распады с лептонами  $K_{e\nu\gamma}$  не исследовались экспериментально, а поиск прямой эмиссии фотона в безлептонных процессах  $K \rightarrow \pi\mu\gamma$  привел к тому, что относительная частота переходов с прямой эмиссией, если последние имеют место, не превышает уровня порядка  $10^{-4}$ .

В связи с этим кажется достаточно интересным подробно исследовать распад  $K \rightarrow l\nu_l\gamma$ , поскольку, как уже отмечалось в разделе 1.1, для лептонного перехода  $K \rightarrow e\nu_e$  существует подавление, обусловленное спиральностью нейтрино и малостью массы заряженного лептона. Таким образом, в распаде  $K \rightarrow e\nu_e\gamma$  должен быть подавлен конкурирующий канал с внутренним тормозным излучением. Для возможного канала распада с прямой эмиссией фотона в связи с появлением третьей частицы запрет снимается, и мы вправе ожидать, что частота процесса  $K \rightarrow e\nu_e\gamma$  может быть даже больше, чем для распада без  $\gamma$ -кванта, если, разумеется, отсутствует какое-либо специальное подавление прямых переходов вообще.

Отметим еще одну характерную особенность распада  $K \rightarrow e\nu_e\gamma$  по сравнению с другими слабозлектромагнитными процессами. Здесь в конечном состоянии отсутствуют сильновзаимодействующие частицы, и энергетические и угловые корреляции между продуктами распада зависят от свойств только одного адрона —  $K$ -мезона, что позволяет в принципе получать сведения о последнем в наиболее чистом виде. В распаде  $K \rightarrow \mu\nu\mu\gamma$  тоже нет в конечном состоянии

сильновзаимодействующих частиц, но зато присутствует ничем не подавленное внутреннее тормозное излучение, являющееся нежелательным фоном при поиске прямых переходов.

Несмотря на несомненные преимущества распада  $K \rightarrow e\nu_e\gamma$  для исследования прямой эмиссии фотона, в настоящее время эксперименты такого рода находятся на пределе наших возможностей. Здесь необходимо одновременно и с достаточно высокой степенью точности измерять энергии электрона и фотона, для того чтобы можно было отделить фоновый процесс  $K \rightarrow e\nu_e\pi^0$ , когда один из  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезона не регистрируется прибором. Все это вместе с учетом малой вероятности процесса  $K \rightarrow e + \nu_e$  приводит в настоящее время к положению, когда эксперименты с распадом  $K \rightarrow \mu\nu$  кажутся более реальными. В связи с этим естественно задать вопрос, можно ли выделить прямые переходы, если их амплитуды меньше или только сравнимы по величине с амплитудой тормозного излучения? Такая возможность исследовалась в работе [27], где проводился анализ угловых и энергетических корреляций между продуктами распада в процессе  $K \rightarrow \mu\nu$ , и в работе [28], в которой обсуждалась возможность поляризационных измерений в распаде  $K \rightarrow \mu\nu \rightarrow \mu\nu e^+e^-$ . Выводы, полученные из этих исследований, говорят о том, что эффекты от прямых переходов при определенном выборе кинематических областей изменения переменных могут быть заметны даже при следующем соотношении амплитуд:  $A$  (прямая эмиссия)  $\approx 0,5A$  (тормозное излучение).

Несколько слов о возможной структуре распада  $K \rightarrow l\nu\gamma$ , идущем через канал с прямой эмиссией фотона. Поскольку два лептона в конечном состоянии могут возникать лишь за счет слабого взаимодействия, изменяющего странность, то промежуточное состояние, из которого должна осуществляться эмиссия фотона, должно иметь странность, одинаковую с  $K$ -мезоном. В общем случае прямые переходы могут иметь векторную и (или) аксиально векторную природу. Основной вклад в векторные переходы, характеризующиеся форм-фактором  $f_V$ , должны вносить двухмезонные  $K\pi$ -состояния с порогом  $m_K + m_\pi$  и резонанс  $K^*$ . Для аксиально векторных прямых переходов с соответствующим форм-фактором  $f_A$  разрешены промежуточные состояния  $K\pi\pi$ ,  $K\rho$ ,  $K\omega$ ,  $K^*\pi$ . Все они являются более далекими по массе, чем в случае векторного перехода. Поэтому аксиально векторный форм-фактор, вообще говоря, должен быть меньше векторного по абсолютной величине. Кроме того, поскольку и в том, и в другом случае возможные промежуточные состояния имеют массу, большую массы  $K$ -мезона, то следует ожидать, что зависимость форм-факторов от переданного лептонам импульса должна быть в физической области плавной, и, видимо, в первом приближении ее вполне можно не учитывать. Полный матричный элемент распада  $K = l\nu\gamma$  в описываемом случае имеет вид

$$\langle l\nu\gamma | J | K \rangle = ie \frac{G}{2} \cdot \frac{1}{(2\pi)^4} \cdot \frac{1}{2\sqrt{E_K E_\nu}} \delta^4(p_K - p_l - p_\nu - p_\gamma) \times$$

$$\times u_l \left\{ f_K m_l \left[ \frac{p_K \varepsilon}{p_K p_\gamma} - \frac{p_l \varepsilon}{p_l p_\gamma} - \frac{\hat{\varepsilon} \hat{p}_\gamma}{2p_l^* p_\gamma} \right] + \frac{1}{m_K^2} \gamma^\alpha p_K^\beta \varepsilon^\rho \times \right. \\ \left. \times [f_A (\delta_{\alpha\rho} \delta_{\beta\delta} - \delta_{\delta\alpha} \delta_{\beta\rho}) + i f_V \varepsilon^{\alpha\beta\delta\rho}] \right\} (1 + \gamma_5) u_\nu.$$

Из этой записи видно, что вклад от внутреннего тормозного излучения (слагаемое, пропорциональное массе лептона) зависит от структуры  $K$ -мезона лишь настолько, насколько зависит от нее двухчастичный распад  $K \rightarrow l\nu_l$ , так как в обоих каналах присутствует один и тот же фактор  $f_K$ , зависящий от свойств  $K$ -мезона. И наконец, еще раз подчеркнем, что в настоящее время в экспериментальном исследовании ансамбля слабозлектромагнитных распадов  $K \rightarrow a + b + \dots + \gamma$  остается неизученной только рассматриваемая область переходов с лептонами. В распадах без лептонов пока не обнаружено заметных эффектов от прямых переходов [29], и хотя трудно, видимо, надеяться на какие-либо неожиданности в свойствах процессов  $K \rightarrow l\nu_l\gamma$ , все же их анализ помог бы провести черту в начальной стадии поиска прямых переходов.

## 1.6. РЕДКИЕ РАСПАДЫ $K$ -МЕЗОНОВ С ЛЕПТОНАМИ

Одну из групп редких распадов  $K$ -мезонов с лептонами составляют процессы, которые могут существовать при наличии так называемых нейтральных токов. Прежде чем начать обсуждение этой проблемы, сделаем небольшое отступление.

Вначале хотелось бы подчеркнуть необходимость систематических исследований в слабых взаимодействиях эффектов высших порядков малости. Такие исследования очень существенны, поскольку с их помощью можно сделать некоторые заключения о том, играет ли существующий лагранжиан слабого взаимодействия чисто феноменологическую роль, т. е. является эффективным лагранжианом, или возможна его интерпретация как первичного лагранжиана, необходимого для построения полевой теории слабых взаимодействий. Действительно, все наблюдавшиеся до настоящего времени слабые процессы для области передаваемых импульсов  $\leq 2 \text{ Гэв}$  хорошо описываются эффективным локальным лагранжианом  $L_{\text{эфф}}$ , который можно представить как сумму трех членов [30]:

$$L_{\text{эфф}} = L_{ll} + L_{Ll} + L_{LL}, \quad (1.20)$$

где  $L_{ll}$  описывает процессы с участием только лептонов;  $L_{Ll}$  относится к полулептонным распадам, а  $L_{LL}$  соответствует процессам без участия лептонов. Матричные элементы наименьшего порядка относительно взаимодействия, описываемого этим лагранжианом, определяют сразу амплитуды наблюдаемых процессов. Матричные элементы высших порядков в общем случае являются

расходящимися и отбрасываются. В этом смысле лагранжиан (1) является чисто эффективным лагранжианом\*.

Если излучение эффектов высших порядков малости проводить в достаточно полном объеме и количественно, то одной из первых проблем, в которой нужно разобраться, является, несомненно, бросающееся в глаза отсутствие нейтральных лептонных токов в первом порядке слабых взаимодействий. Действительно, как было сказано во введении, взаимодействие, ответственное за большинство реакций, может быть феноменологически выражено в форме связи двух токов; такой формализм теории слабых взаимодействий разрешает присутствие как заряженных, так и нейтральных токов, поэтому отсутствие последних является определенной загадкой.

В ток-токовом представлении можно переписать (1.20) в виде

$$L_{\text{эфф}} = \frac{G}{\sqrt{2}} (l_{\alpha} l_{\alpha}^* + L_{\alpha} l_{\alpha}^* + L_{\alpha} L_{\alpha}^* + \dots), \quad (1.21)$$

где  $l_{\alpha}$  — ток, включающий только лептоны, а  $L_{\alpha}$  — соответствующий ток, содержащий адроны. Взаимодействие  $l_{\alpha} l_{\alpha}^* \equiv L_{ll}$  описывает, например, чистый лептонный процесс — распад  $\mu$ -мезона. В рамках  $V - A$ -взаимодействия для этого распада мы должны выбрать форму лептонного тока в виде

$$l_{\alpha} = \bar{u}_i \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) u_{\nu}, \quad (1.22)$$

что обуславливает существование по крайней мере двух компонент этого тока:

$$l_{\alpha} (e\nu_e) + l_{\alpha} (\bar{\mu}\nu_{\mu}).$$

Нам известен только один чисто лептонный распад, поэтому мы ничего не знаем о других возможных компонентах тока  $l_{\alpha}$  и, наоборот, о других лептонных процессах, которые могли бы быть описаны таким током. Наши знания о форме адронных токов еще более скудны. Все процессы с участием адронов можно разбить на три группы:

- 1) полулептонные;
- 2) безлептонные, содержащие в начальном и конечном состояниях только бозоны;
- 3) безлептонные, с фермионами в начальном и конечном состояниях.

Существующие экспериментальные данные указывают на то, что полулептонные процессы действительно описываются взаимодействием вида ток — ток. Что касается безлептонных процессов,

\* Отметим, что лагранжиан (1) при больших энергиях перестает быть правильным даже как эффективный лагранжиан. Его необходимо видоизменить при больших передаваемых импульсах, т. е. на малых расстояниях, вводя для устранения появляющихся, например, расхождений в сечениях рассеяния  $\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_e + \mu^{-}$  определенную «эффективную» нелокальность.

то для них вопрос остается открытым, поскольку выводы такого рода затруднены из-за существования в этих процессах возмущающего влияния сильных взаимодействий в конечном состоянии.

Итак, в нашем распоряжении имеется по крайней мере одна группа реакций, для которых предполагаемая форма ответственного за них взаимодействия имеет ток-токовый вид, что позволяет в принципе использовать их для установления природы токов и, в частности, для поиска нейтральных токов, разрешенных такой структурой.

**Форма лептонных и адронных нейтральных токов.** Наиболее общую форму лептонного тока, которая удовлетворяет закону сохранения лептонов (см. ниже), можно представить в виде

$$l_{\alpha} = l_{\alpha}(\bar{e}\nu_e) + l_{\alpha}(\bar{\mu}\nu_{\mu}) + l_{\alpha}(\bar{\mu}\mu) + l_{\alpha}(\bar{\nu}_e\nu_e) + l_{\alpha}(\bar{\nu}_{\mu}\nu_{\mu}) + l_{\alpha}(\bar{e}e) + \dots \quad (1.23)$$

Общий вид адронных токов, содержащих фермионы или бозоны, можно записать как

$$L_{\alpha}^F = L_{\alpha}(\bar{p}n) + L_{\alpha}(\bar{p}\Lambda) + L_{\alpha}(\bar{p}p) + L_{\alpha}(\bar{n}n) + L_{\alpha}(\bar{n}\Lambda) + \dots; \quad (1.24)$$

$$L_{\alpha}^B = L_{\alpha}(\bar{K}^+\pi^0) + L_{\alpha}(\bar{K}^+\pi^-) + L_{\alpha}(\bar{K}^0K^0) + L_{\alpha}(\bar{\pi}^+\pi^0) + L_{\alpha}(\bar{K}^+, \pi^+\pi^-) + \dots \quad (1.25)$$

Если бы существовали все компоненты токов  $l_{\alpha}$  и  $L_{\alpha}^i$ , то было бы разрешено очень большое число распадов и процессов рассеяния. Из них все возможные процессы распадов  $K$ -мезонов, за исключением тех, которые могли бы быть обусловлены токами с  $\Delta Q = -\Delta S$ , приведены в табл. 3. Заметим здесь, что в рамках  $V-A$ -теории слабых взаимодействий компоненты тока (1.24) должны иметь векторную и аксиально векторную части.

Таблица 3

Разрешенные распады  $K$ -мезонов

$\Delta Q$	$\Delta S=0$	$\Delta S=1$
1	$K^0 \rightarrow K^+ + e^- + \bar{\nu}_e$	$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ $K^0 \rightarrow \pi^{\pm} + e^{\mp} + \nu_e$ $K^+ \rightarrow \pi + \pi + e^+ + \nu_e$
0	—	$K^+ \rightarrow \pi^+ + l + \bar{l}$ $K_L^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \mu^-$ $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + e^+ + e^-$ $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^-$

Сегодня мы не имеем экспериментальных доказательств наличия нейтральных токов в чисто лептонных взаимодействиях. Однако и их отсутствие пока не может считаться установленным. Если раньше отсутствие распадов типа

$$\begin{aligned}\mu &\rightarrow \{e + \gamma; \\ \mu &\rightarrow e + e + e\end{aligned}$$

можно было использовать для указания на отсутствие нейтральных лептонных токов, то теперь можно отнести это за счет отдельного сохранения электронного  $L_e$  и мюонного  $L_\mu$  чисел ( $L_e = +1$  для  $e^-$  и  $\nu_e$ ;  $-1$  для  $e^+$ ,  $\bar{\nu}_e$ ;  $0$  для всех других частиц;  $L_\mu = +1$  для  $\mu^-$  и  $\nu_\mu$ ;  $-1$  для  $\mu^+$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  и  $0$  для всех других частиц).

Наиболее полные экспериментальные данные получены при изучении полулептонных процессов с участием  $K$ -мезонов. Относительно процессов с  $\Delta S = 0$  нет экспериментальных доказательств, относящихся к нейтральным токам, поскольку с такими переходами при  $\Delta S = 0$  конкурирует преобладающее электромагнитное взаимодействие. (Более подробно вопрос об электромагнитной «конкуренции» будет рассмотрен ниже.) Поскольку мешающее, в этом смысле, электромагнитное взаимодействие сохраняет странность, то процессы с  $\Delta S \neq 0$  могут быть более чувствительны при поиске нейтральных токов по сравнению с процессами  $\Delta S = 0$ , если, конечно, соответствующая константа связи не является экстремально малой. Если как лептонные, так и адронные токи содержат векторную и аксиально векторную части, то в нашем распоряжении имеется десять констант связи, полностью характеризующих эти токи:

$$g^{A, V}(\mu\mu), g^{A, V}(ee), g^{A, V}(\nu\nu), g^{A, V}(\mu\nu_\mu), g^{A, V}(e\nu_e).$$

Эти константы связаны с процессами:

$$\begin{aligned}g^V(\mu\nu_\mu) - K &\rightarrow \pi\mu\nu_\mu; & g^A(\mu\nu_\mu) - K &\rightarrow \mu\nu_\mu; \\ g^V(e\nu_e) - K &\rightarrow \pi e\nu_e; & g^A(e\nu_e) - K &\rightarrow e\nu_e; \\ g^V(ee) - K &\rightarrow \pi ee; & g^A(\mu\mu) - K_2^0 &\rightarrow \mu\mu; \\ g^V(\mu\mu) - K &\rightarrow \pi\mu\mu; & g^A(ee) - K_2^0 &\rightarrow ee; \\ g^V(\nu\nu) - K &\rightarrow \pi\nu\nu; & g^A(\nu\nu) - K_2^0 &\rightarrow \nu\nu.\end{aligned}$$

Кроме перечисленных выше процессов закон сохранения лептонного числа разрешает еще следующие распады [31]:

$$K_1^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-, K_1^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-.$$

Эти два распада являются, по-видимому,  $CP$ -нарушающими при условии, что слабое взаимодействие строго локально. Переход  $K_2^0 \rightarrow \bar{\nu}_\mu \nu_\mu$  абсолютно запрещен из-за сохранения спиральности при  $m_\nu = 0$  (если только, конечно,  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  не являются тождественными частицами). Аналогично этому распад  $K_2^0 \rightarrow e^+ e^-$  также

будет подавлен из-за малости массы электрона, даже если соответствующая константа  $g^A(ee)$  будет очень большой. Учитывая также, что переходы  $K \rightarrow \pi \nu_e \bar{\nu}_e$  и  $K \rightarrow \pi \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$  не могут быть идентифицированы раздельно, мы имеем, следовательно, восемь возможных полулептонных переходов с участием  $K$ -мезонов.

В настоящее время экспериментально обнаружены лишь процессы

$$K \rightarrow \pi + l + \nu_l \text{ и } K \rightarrow l + \nu_l.$$

Поиск остальных распадов проводился в большом количестве экспериментов, но до сих пор не обнаружено ни одного достаточно удовлетворительного случая. Все эксперименты с распадами  $K^+$ -мезонов выполнены на пузырьковых камерах, а поиск нейтральных токов при распадах  $K^0$ -мезонов проводился в качестве дополнительной задачи при исследовании распадов  $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ . Наиболее полные данные по распадам  $K^0 \rightarrow ll$  получены в последнее время в ЦЕРНе [32]:

$$K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-; K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp;$$

$$K_L^0 \rightarrow e^+ e^-; K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

и в Принстоне [33]:

$$K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-;$$

$$K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp.$$

Обе экспериментальные установки предназначались для исследования интерференционных эффектов в распадах  $K^0 \rightarrow 2\pi$ . Это, естественно, привело к тому, что условия экспериментов не были оптимальными для детектирования распадов  $K \rightarrow ll$ , хотя некоторые необходимые дополнения к аппаратуре (например, поглотители  $\pi$ -мезонов, пропускающие  $\mu$ -мезоны и т. п.) были сделаны. Принстонская группа получила для верхнего предела относительной частоты значение

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все}) \leq 3,5 \cdot 10^{-5}$$

с 90%-ным доверительным уровнем.

Оценка верхнего предела относительной частоты распада  $K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$  (с идентификацией трека  $e^\pm$ ) привела к величине

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все}) \leq 6 \cdot 10^{-6}.$$

Группа в ЦЕРНе получила следующие результаты:

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все}) \leq 1,6 \cdot 10^{-6};$$

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow e^+ e^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все}) \leq 1,8 \cdot 10^{-5};$$

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все}) \leq 9 \cdot 10^{-6}.$$

(Еще раз отметим, что переход  $K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$  запрещен законом раздельного сохранения лептонных чисел.) В последней работе было точно известно число распадов короткоживущих  $K^0$ -мезонов, что позволило оценить верхний предел относительной частоты  $CP$ -нарушающего распада  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ :

$$\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K_S^0 \rightarrow \text{все}) \leq 7,3 \cdot 10^{-5}.$$

Пока нет никаких экспериментальных данных о распадах

$$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- \text{ и } K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-,$$

а для переходов в  $\pi l \bar{l}$  заряженных  $K$ -мезонов имеются следующие данные:

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) / \Gamma(K^+ \rightarrow \text{все}) \leq 8,8 \cdot 10^{-7} \text{ [34, 35];}$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K^+ \rightarrow \text{все}) \leq 3 \cdot 10^{-6} \text{ [35];}$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) / \Gamma(K^+ \rightarrow \text{все}) \leq 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ [36] *};$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-) / \Gamma(K^+ \rightarrow \text{все}) \leq 3 \cdot 10^{-5} \text{ [37].}$$

Последний процесс нарушает закон сохранения лептонных чисел.

Можно связать между собой частоты распадов, обусловленных нейтральными и заряженными токами, и соответствующие константы связи.

Для распадов заряженных  $K$ -мезонов [37]

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) = 5,5 [g^V(\mu^+ \mu^-) / g^V(\mu^+ \nu_\mu)]^2 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1};$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) = 1,2 [g^V(e^+ e^-) / g^V(e^+ \nu_e)]^2 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$$

и для распадов  $K^0$ -мезонов [38]

$$\frac{\Gamma(\bar{K}_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = 4 [g^A(\mu^+ \mu^-) / g^A(\mu^+ \nu_\mu)]^2 \frac{[m_K^3 (m_K^2 - 4m_\mu^2)]^{1/2}}{(m_K^2 - m_\mu^2)^2}$$

При использовании приведенных выше оценок верхнего предела относительных частот получаются следующие величины пределов отношений соответствующих констант связи\*\*:

\* В последних экспериментах для этого отношения предел понижен до величины  $1,4 \cdot 10^{-6}$ .

\*\* В последнее время в Беркли получены новые данные о распадах  $K_L^0 \rightarrow l^+ l^-$ , из которых следует, что  $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все}) < < 8 \cdot 10^{-9}$ , и аналогичные оценки для других переходов такого типа, что сильно изменит приведенные здесь оценки отношений констант связи.



$$g^V(e^+e^-)/g^V(e^+v_e) \approx 7 \cdot 10^{-4};$$

$$g^V(\mu^+\mu^-)/g^V(\mu^+v_\mu) \approx 1,5 \cdot 10^{-2};$$

$$g^V(v\bar{v})/g^V(e^+v_e) \approx 6 \cdot 10^{-2};$$

$$g^A(\mu^+\mu^-)/g^A(\mu^+v_\mu) \approx 7 \cdot 10^{-4}.$$

Поскольку процессы, обусловленные нейтральными токами, пытались найти в различных реакциях, включающих в себя векторные и аксиально векторные сильно взаимодействующие токи, и для всех комбинаций лептонов, то отсутствие таких процессов (или, по крайней мере, малость соответствующих констант связи) характеризует собой одно из фундаментальных свойств слабых взаимодействий. Из имеющихся данных можно сделать вывод, что если первичные нейтральные токи существуют, то их сила связи по крайней мере на три порядка величины меньше, чем сила связи заряженных токов. Несколько отличаются от уже рассмотренных распадов реакции с четырьмя частицами в конечном состоянии, такие, как

$$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^- \text{ и } K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0e^+e^-.$$

Если распады на две и три частицы обусловлены векторными или аксиально векторными переходами, то для процессов с четырьмя частицами характерно присутствие интерференционного члена между векторным и аксиально векторным переходами. В дополнение к этому такие процессы не могут идти через электромагнитные переходы с далитцовской парой для  $0^+$ -состояния  $l\bar{l}$ -системы ( $0 \rightarrow 0$ -переход), т. е. конечное состояние  $l\bar{l}e^+e^-$  может оказаться хорошим объектом для поиска первичных нейтральных токов.

**Электромагнитная конкуренция (индуцированные нейтральные токи).** Даже если первичные нейтральные лептонные токи отсутствуют в первом порядке по слабому взаимодействию, наличие некоторых сохраняющих странность нейтральных адронных токов в первичном лагранжиане достаточно для генерации нейтральных лептонных токов (так называемых индуцированных нейтральных лептонных токов). Этот процесс может происходить через промежуточное электромагнитное поле; например, ток формы  $\bar{p} \gamma_\mu p$  будет генерировать ток  $\bar{l} \gamma_\mu l$  посредством процесса  $\bar{p} + p \rightarrow \gamma \rightarrow l\bar{l}$ .

Итак, комбинированное действие слабого и электромагнитного взаимодействий может привести к появлению процессов с лептонами в конечном состоянии, обладающими суммарным зарядом, равным нулю. Поскольку для таких процессов обычное сохранение электрического заряда частиц приводит всегда к  $\Delta Q = 0$  для адронов, то можно выдвинуть гипотезу, что существование нейтральных адронных токов обязано наличию таких процессов. Обратное утверждение не всегда справедливо из-за возможного вклада от сильного взаимодействия, эффекты которого требуют детального теоретического анализа. Такие индуцированные нейтральные лептонные

токи могут вполне конкурировать с первичными токами и являются, в этом смысле, мешающим фоном.

Численные оценки относительных частот различных индуцированных процессов, полученные различными способами, приведены в табл. 4. Сравнивая экспериментальные оценки для верхних пределов относительных частот и теоретические оценки, мы видим, что они не противоречат друг другу, по крайней мере по порядку величины. Обратим внимание на тот факт, что наименьшей рассчитанной частотой (порядка  $10^{-8}$ ) обладает процесс  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , в то время как экспериментальный предел тоже примерно равен  $10^{-8}$ . Итак, для всех остальных процессов величины экспериментальных оценок пределов относительных частот практически лежат на уровне теоретических оценок для индуцированных процессов.

Таблица 4

Предсказания для индуцированных нейтральных токов

Распад	Относительная частота	Литература	Распад	Относительная частота	Литература
$K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$	$10^{-7}$	[39]	—	$(1,8-4)10^{-7}$	[43]
—	$10^{-6}$	[40]	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$	$10^{-8}$	[40]
—	$10^{-6}$	[41]	—	$4 \cdot 10^{-8}$	[41]
—	$10^{-6}$	[42]	$K_L^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$10^{-8} - 10^{-9}$	[44]

Возможное нарушение  $CP$ -инвариантности в процессах с нейтральными токами. Предположим, что наблюдаемое нарушение  $CP$ -инвариантности может быть связано с существованием нейтральных лептонных токов, а малость  $CP$ -нарушающих эффектов обусловлена ослабленностью связи нейтральных токов. Такое предположение можно сразу проверить, исследуя распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ , так как в нем должны были появиться  $T$ -неинвариантные корреляции вида

$$\sigma_{\mu^+}(\bar{p}_{\mu^+} \times \bar{p}_{\pi^+}) \sigma_{\mu^-}(\bar{p}_{\mu^-} \times \bar{p}_{\pi^-}).$$

Кроме этого, мог бы наблюдаться ряд  $CP$ -неинвариантных каналов распада, таких, как  $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

В работе [31] показано, что в случае строгой локальности слабого взаимодействия этот распад, если он имеет место в первом порядке по слабому взаимодействию и происходит без вмешательства электромагнитного поля (т. е.  $\mu^+ \mu^-$ -система образуется в  $^1S_0$ -состоянии), будет  $CP$ -нарушающим; для системы двух фермионов  $CP = (-1)^{S+1}$ . Аналогичная ситуация осуществляется для каналов распада

$$K_S^0 \rightarrow \begin{matrix} \pi^0 \nu \bar{\nu} \\ \pi^0 \mu^+ \mu^- \\ \pi^0 e^+ e^- \end{matrix}$$

которые являются векторными переходами, т. е. состояние  $\bar{l}$  должно быть в основном  ${}^3S_1$ -состоянием и  $CP$  системы должно быть равно  $(-1)$ , поэтому такие каналы тоже будут  $CP$ -нарушающими.

## II. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ БАРИОНОВ

Практически все известные стабильные относительно сильных взаимодействий барионы (кроме  $\Omega^-$ -гиперона) по классификации в  $SU(3)$ -симметрии объединены в октет барионов с квантовыми числами спина  $J$  и четности  $P$ , равными  $J^P = 1/2^+$ . Поэтому в процессе полулептонного распада бариона  $A$  в барион  $B$  согласно схеме

$$A \rightarrow B + l^- + \bar{\nu}_l \quad (2.1)$$

оба бариона рассматриваются как имеющие набор квантовых чисел  $J^P = 1/2^+$ .

Во введении в рамках универсальной четырехфермионной  $V-A$ -теории был сформулирован общий вид лагранжиана для процесса (2.1), записанный выражениями (13) — (15).

Следует отметить, что в принципе можно пойти дальше в аналогии с электродинамикой и ввести векторную частицу (промежуточный бозон  $W$  — аналог фотона в электродинамике) и перейти от формализма контактного взаимодействия к нелокальной формулировке теории слабого взаимодействия. Эффекты нелокальности зависят от массы промежуточного  $W$ -бозона и уменьшаются с ее ростом. Современные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что если промежуточный векторный  $W$ -мезон существует, то его масса больше по крайней мере  $3,5 \text{ Гэв}$ . При таком ее значении влияние этого эффекта на рассматриваемые ниже явления крайне мало. Поэтому в дальнейшем мы будем использовать только формализм Лагранжа вида (13).

### 2.1. СТРУКТУРА МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Полулептонные распады адронов могут быть описаны матричным элементом вида

$$M = l^\alpha X_\alpha, \quad (2.2)$$

где  $l_\alpha$  — часть матричного элемента, обусловленная лептонным током, а  $X_\alpha$  — часть матричного элемента, обусловленная адронным током. В присутствии сильных взаимодействий вид адронных токов [15] изменяется. Поэтому в общем виде имеем

$$X_\alpha = \langle f | J_\alpha(x) | i \rangle. \quad (2.3)$$

Таким образом, запись матричного элемента в виде (2.2) и (2.3) предполагает, что слабое взаимодействие учтено в первом порядке по теории возмущения, а сильное взаимодействие учтено полностью.

Величину  $X_\alpha$  можно представить в виде суммы векторной  $V_\alpha$  и аксиально векторной  $A_\alpha$  частей

$$X_\alpha = V_\alpha + A_\alpha, \quad (2.4)$$

каждая из которых при положительной относительной четности барионов  $A$  и  $B$  ( $P_{AB} = +1$ ) в наиболее полном виде записывается следующим образом:

$$V_\alpha = \bar{u}(p_B) \left[ f_1(q^2) \gamma_\alpha + \frac{f_2(q^2)}{m_A + m_B} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + \frac{f_3(q^2)}{m_A + m_B} q_\alpha \right] u(p_A); \quad (2.5)$$

$$A_\alpha = \bar{u}(p_B) \left[ g_1(q^2) \gamma_\alpha + \frac{g_2(q^2)}{m_A + m_B} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + \frac{g_3(q^2)}{m_A + m_B} q_\alpha \right] \gamma_5 u(p_A).$$

Здесь  $p_A$  и  $p_B$  — четырехимпульсы барионов  $A$  и  $B$ , а  $q = p_A - p_B$  — импульс, переданный лептонам. При отрицательной относительной  $AB$ -четности ( $P_{AB} = -1$ ) эти выражения меняются местами. Таким образом, в общем случае имеем шесть взаимодействий; из-за перенормировочных эффектов от сильных взаимодействий в дополнение к двум исходным  $V$ - и  $A$ -взаимодействиям с форм-факторами  $f_1(q^2)$  и  $g_1(q^2)$  возникают индуцированные взаимодействия, получившие наименования: слабого магнетизма (форм-фактор  $f_2(q^2)$ ), слабого электризма (форм-фактор  $g_2(q^2)$ ), скаляра (форм-фактор  $f_3(q^2)$ ) и псевдоскаляра (форм-фактор  $g_3(q^2)$ ). Адронная часть  $X_\alpha$  матричного элемента (2.2) определяется шестью форм-факторами, являющимися функциями квадрата четырехмерного импульса  $q^2$ , переданного лептонам. Вместо формул (2.4) и (2.5) можно компактно записать в следующем виде:

$$X_\alpha = u(p_B) \left[ \sum_{k=1}^6 f_k(q^2) O_\alpha^{(k)} \right] u(p_A), \quad (2.6)$$

где по индексу  $k$  производится суммирование по всем возможным вариантам взаимодействия. Здесь это те пять инвариантов, которые перечислены в табл. 1, и, кроме того, к ним добавляется еще псевдотензор (слабый электризм) вида  $\sigma_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5$ .

Обычно в полулептонных распадах барионов реализуется небольшое энерговыведение. Поэтому интервал изменений величины  $q^2$  невелик и можно считать, что форм-факторы слабо меняются. Как правило, для их  $q^2$ -зависимости применяется следующее приближение:

$$f_i(q^2) = f_i(0) \left[ 1 + \lambda_i q^2/m_\pi^2 \right], \quad (2.7)$$

## 2.2. ФОРМУЛЫ ДЛЯ НАБЛЮДАЕМЫХ ВЕЛИЧИН

Таким образом, полуплептонные распады барионов описываются выражениями, зависящими от 12 действительных констант в комплексных форм-факторах  $f_i(0)$  и  $g_i(0)$ , а также от шести параметров  $\lambda_i$  в  $q^2$ -зависимости форм-факторов  $f_i(q^2)$ ,  $g_i(q^2)$ . В рамках  $T$ -инвариантности остаются только шесть форм-факторных констант. Оценки показывают, что, вообще говоря, доминирующими форм-факторами остаются по-прежнему форм-факторы векторного и аксиально векторного взаимодействий. Остальные участвуют в формировании поправок к основным членам. И эти поправки по порядку величины имеют значения  $(m_A - m_B)/m_A$ , или 1% и менее. Например, если пренебречь членами отдачи и массой лептона, дифференциальная вероятность распада  $A \rightarrow B l \nu_l$  с излучением лептона с энергией в интервале от  $\eta = E_l/E_l^{\max}$  до  $\eta + d\eta$  и соответственно бариона с кинетической энергией в интервале от

$$\xi = \frac{T(\eta)_{\max} - T}{T(\eta)_{\max} - T(\eta)_{\min}} \text{ до } \xi + d\xi \text{ приобретает вид}$$

$$\frac{d^2 W}{d\eta \cdot d\xi} = \eta^2 (1 - \eta)^2 [ |f_1|^2 (1 - \xi) + |g_1|^2 (1 + \xi) ]. \quad (2.8)$$

Эта же формула в том же приближении определяет и  $lv$ -корреляции, поскольку  $\xi \approx \frac{1}{2} (1 - \cos \theta_{lv})$ , что дает

$$\frac{dW}{d(\cos \theta_{lv})} \sim 1 - \frac{1 - |g_1/f_1|^2}{1 + 3|g_1/f_1|^2} \cdot \cos \theta_{lv}. \quad (2.9)$$

Из соотношения (2.9) видно, что энергетический спектр электронов в таком приближении вообще от форм-факторов не зависит, а спектр вторичных барионов или  $lv$ -корреляции определяются только модулем отношения форм-факторов  $g_1/f_1$ . Электронный спектр будет зависеть от форм-факторов уже в порядке  $(m_A - m_B)/m_A$ . Этот член будет определяться интерференционным эффектом форм-факторов  $f_1$  и  $g_1$  в присутствии также интерференционного члена форм-факторов  $f_1$  и  $f_2$ . Он имеет вид

$$(f_1 + 2f_2) g_1 \frac{m_A - m_B}{m_A} \cdot \xi (2\eta - 1) \quad (2.10)$$

и определяется влиянием сразу трех форм-факторов или двух их отношений, например  $f_2/f_1$  и  $g_1/f_1$ . Таким образом, ансамбль распадов  $A \rightarrow B + l + \nu_l$  можно представить на диаграмме Далицца в переменных кинетических энергий заряженного лептона и вторичного бариона  $T_B$ . Затем можно провести анализ таких диаграмм

в переменных  $g_1/f_1$  и  $f_2/f_1$ . Пример заселения событий распадов  $\Lambda \rightarrow pe\nu_e$  на диаграмме Далитца приведен на рис. 5, а. Анализ по методу функции максимального правдоподобия в переменных  $g_1/f_1$  и  $f_2/f_1$  для этого распада приведен на рис. 6. Из него следует, что точность современных данных по распаду  $\Lambda \rightarrow pe\nu_e$  еще недо-

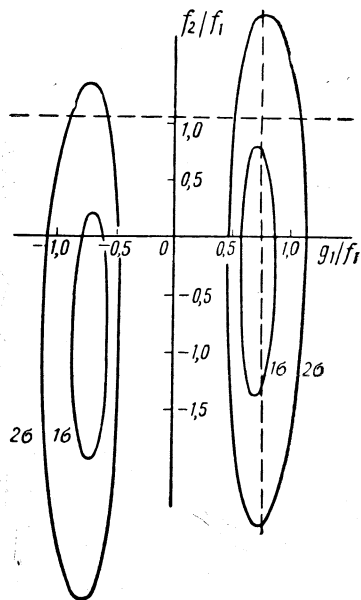
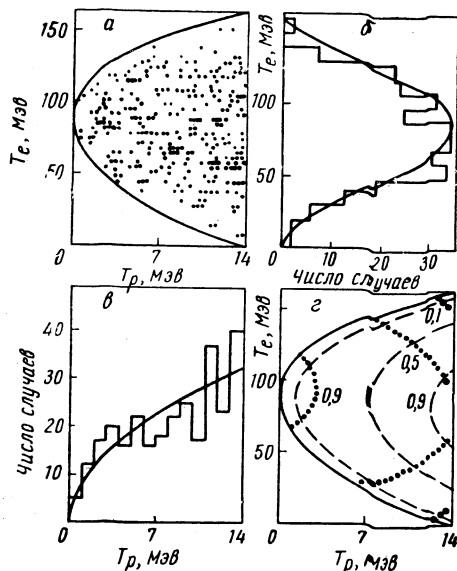


Рис. 5. Исследование свойств Распада  $\Lambda \rightarrow pe\tilde{\nu}_e$ :

а — диаграмма Далитца; б — спектр кинетических энергий электронов; в — спектр кинетических энергий протонов в системе покоя  $\Lambda$ -гиперона; г — контуры относительной вероятности в данном распаде для чисто векторного (штриховые кривые) и чисто аксиально векторного (пунктирные кривые) вариантов взаимодействия и различных значений отношения  $g_1/f_1$ .

Рис. 6. Функция максимального правдоподобия для отношений форм-факторов  $f_2/f_1$  и  $g_1/f_1$  в распаде  $\Lambda \rightarrow pe\nu$ , представленная контурами для одного ( $1\sigma$ ) и двух ( $2\sigma$ ) стандартных отклонений. Горизонтальная штриховая линия — отношение  $f_2/f_1$  из гипотезы сохраняющегося векторного тока (CVC), вертикальная — отношение  $g_1/f_1$  из теории Кабиббо (см. табл. 6).

статочна для получения однозначного заключения о параметрах такого описания полуплептонного распада [45]. К аналогичному выводу приходят и при анализе по совокупности таких же данных о распаде  $\Sigma^- \rightarrow ne\tilde{\nu}_e$  [46] (рис. 7).

Теперь рассмотрим более детально выражения для наблюдаемых величин. Обычно при получении формул для наблюдаемых величин (спектров, корреляций и т. д.) пользуются не выражениями (2.5) для адронной части матричного элемента, а более удобными выра-

жениями. Для этого вместо безразмерных форм-факторов  $f_i(q^2)$  и  $g_i(q^2)$  вводят [47] их следующие линейные комбинации:

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= f_1 + \left(1 + \frac{m_A}{m_B}\right) f_2; \\ F_2 &= -2f_2; \\ F_3 &= f_2 + f_3; \\ G_1 &= g_1 - \left(1 - \frac{m_A}{m_B}\right) g_2; \\ G_2 &= -2g_2; \\ G_3 &= g_2 + g_3. \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

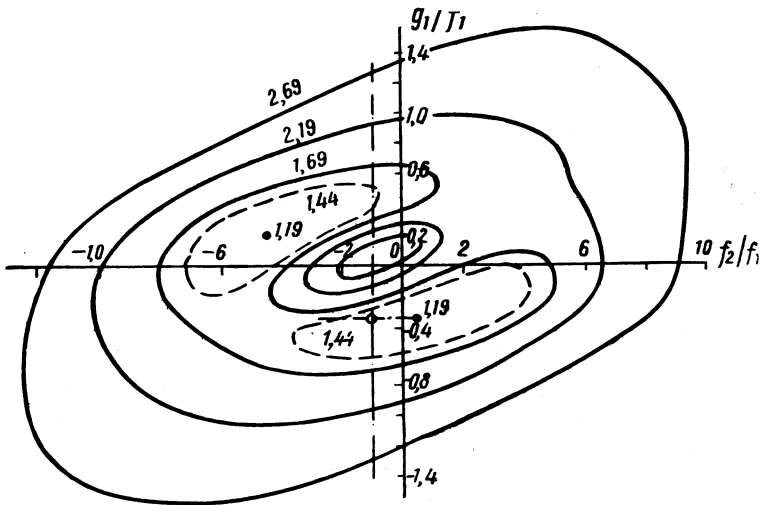


Рис. 7. Функция максимального правдоподобия для отношений форм-факторов  $f_2/f_1$  и  $g_1/f_1$  в распаде  $\Sigma^- \rightarrow ne \nu$ , представленная контурами для одного, двух и трех стандартных отклонений. Показаны также линии, соответствующие значениям этих отношений из гипотезы сохраняющегося векторного тока (CVC) (вертикальная штрих-пунктирная линия) и теории Кабиббо (горизонтальная штрих-пунктирная линия) с параметрами из табл. 6.

Тогда вместо (2.5) получаются следующие выражения для вычисления матричных элементов:

$$V_\alpha = \bar{u}(p_B) \left[ F_1(q^2) \gamma_\alpha + \frac{F_2(q^2)}{m_A + m_B} (p_B)_\alpha + \frac{F_3(q^2)}{m_A + m_B} q_\alpha \right] u(p_A); \quad (2.12)$$

$$A_\alpha = \bar{u}(p_B) \left[ G_1(q^2) \gamma_\alpha \gamma_5 + \frac{G_2(q^2)}{m_A + m_B} (p_B)_\alpha \gamma_5 + \frac{G_3(q^2)}{m_A + m_B} q_\alpha \right] u(p_A). \quad (2.13)$$

Определим  $q^2$ -зависимость новых форм-факторов  $F_i(q^2)$  и  $G_i(q^2)$  опять выражениями вида (2.7). Для произведений форм-факторов используем следующие приближения:

$$F_i(q^2) F_j^*(q^2) = F_i(0) F_j^*(0) [1 + (\lambda_i + \lambda_j) q^2 / m_\pi^2]; \quad (2.14)$$

$$G_i(q^2) G_j^*(q^2) = G_i(0) G_j^*(0) [1 + (\mu_i + \mu_j) q^2 / m_\pi^2]. \quad (2.15)$$

Определим теперь различные квадратичные выражения от форм-факторов  $F_i(q^2)$  и  $G_i(q^2)$  следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} a_{ij} &= \text{Re} [F_i(0) F_j^*(0)]; \\ c_{ij} &= \text{Re} [G_i(0) G_j^*(0)]; \\ b_{ij} &= \text{Re} \left[ F_i(0) F_j^*(0) \frac{\lambda_i + \lambda_j}{m_\pi^2} \right]; \\ d_{ij} &= \text{Re} \left[ G_i(0) G_j^*(0) \frac{\mu_i + \mu_j}{m_\pi^2} \right]; \\ e_{ij} &= \text{Re} [F_i(0) G_j^*(0)]; \\ h_{ij} &= \text{Re} \left[ F_i(0) G_j(0) \frac{\lambda_i + \mu_j}{m_\pi^2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

В этой терминологии выражения для энергетических спектров барионов ( $W_B$ ), лептонов ( $W_l$ ), а также для угловой корреляции заряженный лептон — нейтрино ( $W_{lv}$ ) имеют одинаковый вид [48]:

$$W(R) = \frac{dW}{dR} = \left[ \sum_{i,j=1}^3 (a_{ij} A_k^{ij} + b_{ij} B_k^{ij} + c_{ij} C_k^{ij} + \right. \\ \left. + d_{ij} D_k^{ij} + l_{ij} E_k^{ij} + h_{ij} H_k^{ij}) \right] \Phi_k(x), \quad (2.17)$$

где функции  $\Phi_k(x)$  в формулах для энергетических спектров барионов и лептонов имеют простой вид:

$$\Phi_k(x) = \sqrt{x^2 + bx + a} \left( \frac{x+c}{x^2} \right)^2 x^k \frac{G^2}{(4\pi)^3} \cdot 2 \left( \frac{m_B}{m_A} \right)^2; \quad (2.18)$$

$$x_{B(l)} = - \frac{m_A^2 - m_B^2(l)}{m_B^2} + 2 \frac{m_A}{m_B^2} E_{B(l)},$$

где  $k=1, 2, 3, \dots, 6$ ;  $a, b$  и  $c$  — константы.

Для  $lv$ -корреляций функция  $\Phi(x)$  имеет более сложный вид. Но можно использовать приближение, в котором не учитываются



члены от бариона отдачи, пропорциональные  $(m_A - m_B)/m_A$ , и масса лептона. Тогда для  $lv$ -корреляций получаем следующую простую формулу:

$$W(\cos \theta_{lv}) = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{|z|^2 - 1}{|z|^2 + 3} \cos \theta_{lv} \right), \quad (2.19)$$

где теперь

$$z = f_1/q_1. \quad (2.20)$$

Полезно также привести выражение для углового распределения поляризации  $B$ -бариона от распада  $A \rightarrow Blv$ . В системе отсчета, определяемой векторами

$$\alpha = \frac{q_l + q_\nu}{|q_l + q_\nu|}; \quad \beta = \frac{q_l - q_\nu}{|q_l - q_\nu|}; \quad \gamma = \frac{q_l \cdot q_\nu}{|q_l + q_\nu|}, \quad (2.21)$$

это распределение имеет вид

$$W(S_B) = 1 + \frac{8}{3} S_B \left[ \frac{\text{Re } z}{|z|^2 + 3} \alpha + \frac{1}{|z|^2 + 3} \beta + \frac{3\pi}{16} \cdot \frac{\text{Im } z}{|z|^2 + 3} \gamma \right]. \quad (2.22)$$

Если теперь посмотреть следующий распад бариона  $B$  по схеме уже нелептонного типа

$$B \rightarrow N\pi, \quad (2.23)$$

то угловое распределение распадного нуклона в той же системе отсчета имеет вид:

$$W(N \cdot \alpha) = 1 + \alpha_B \frac{8}{3} \cdot \frac{\text{Re } z}{|z|^2 + 3} N \cdot \alpha; \quad (2.24)$$

$$W(N \cdot \beta) = 1 + \alpha_B \frac{8}{3} \cdot \frac{1}{|z|^2 + 3} N \cdot \beta; \quad (2.25)$$

$$W(N \cdot \gamma) = 1 + \alpha_B \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\text{Im } z}{|z|^2 + 3} N \cdot \gamma. \quad (2.26)$$

Здесь  $N$  — единичный вектор в направлении импульса нуклона;  $\alpha_B$  — коэффициент асимметрии в соответствующем распаде бариона  $B$  по схеме (2.23). Заметим, что так как суммарный импульс лептонов равен импульсу  $B$ -бариона, то, очевидно, распределение (2.24) является угловым распределением распадных нуклонов в формуле (2.23) относительно направления импульса бариона  $B$ .

Рассмотрим теперь распад покоящегося поляризованного бариона  $A$  с вектором поляризации  $p_A$ . Вероятность его распада в состоянии  $dE_l d\Omega_l d\Omega_\nu$  равна

$$\begin{aligned} & W(E_l, \Omega_l, \Omega_\nu, p_A) dE_l d\Omega_l d\Omega_\nu = \\ & = [c_1 + c_2 p_l p_A + c_3 p_\nu p_A + c_4 p_A (p_l \times p_\nu)] \times \\ & \times \frac{|p_l| |p_\nu| dE_l d\Omega_l d\Omega_\nu}{m_A - E_l + |p_l| \cos \theta_{lv}}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

где коэффициенты  $c_i$  зависят от форм-факторов  $F_i(q^2)$  и  $G_i(q^2)$  и кинематических характеристик распада (например,  $E_i$  и  $\cos \theta_{i\nu}$ ). Отсюда имеем для угловых распределений барионов отдачи  $W(\cos \theta_B)$  и заряженных лептонов  $W(\cos \theta_l)$  относительно вектора поляризации исходного бариона  $\mathbf{p}_A$  следующие выражения [48]:

$$W(\cos \theta_{B(l)}) = \frac{dW}{d \cos \theta_{B(l)}} = \frac{W_0}{2} \left[ 1 + |\mathbf{p}_A| \frac{W_a^B(l)}{W_0} \cos \theta_{B(l)} \right]. \quad (2.28)$$

Здесь  $W_a^l$  опять имеет вид (2.17) с  $\Phi(x) = \text{const}$ , а  $W_a^B$  определяется формулой

$$W_a^B = \frac{G^2}{2\pi^3} [e_{ij} J_e^{ij} + h_{ij} J_h^{ij}],$$

т. е. суммирование содержит члены, зависящие только от интерференции форм-факторов векторной и аксиально векторной частей взаимодействия.

В написанных формулах  $W_0$  есть полная вероятность данного типа полулептонного распада бариона  $A$ :

$$W_0 = \frac{G^2}{(2\pi)^3} \sum_{i,j=1}^3 (a_{ij} J_a^{ij} + b_{ij} J_b^{ij} + c_{ij} J_c^{ij} + d_{ij} J_d^{ij}). \quad (2.29)$$

Из структуры коэффициентов  $a_{ij}$ ,  $b_{ij}$ ,  $c_{ij}$  и  $d_{ij}$  [см. формулу (2.16)] видно, что в этом выражении суммирование производится только по членам, содержащим форм-факторы одного типа по четности, т. е.  $VV$ -,  $AA$ -,  $A$ -,  $PT$ -типов, но не типов  $VA$ ,  $TA$  и т. д.

Во всех написанных выражениях коэффициенты  $A^{ij}$  и  $J^{ij}$  определяются динамическими характеристиками распада и в конце концов являются функциями только масс, участвующих в данном процессе частиц. Значения этих коэффициентов вычислялись различными авторами, и их можно найти в соответствующих таблицах.

Выражение (2.28) для углового распределения лептонов относительно вектора поляризации исходного бариона в использованном выше приближении принимает вид

$$W(\cos \theta_l) \sim 1 + \alpha_l \cos \theta_l. \quad (2.30)$$

Коэффициент асимметрии  $\alpha_l$  в этом выражении определяется формулой

$$\alpha_l = -2\beta_l \frac{g_1/f_1 + (g_1/f_1)^2}{1 + 3(g_1/f_1)^2}, \quad (2.31)$$

где  $\beta_l$  — скорость лептона.

Выражение (2.29) для полной вероятности можно записать, выделив основную часть, зависящую от кинематики:

$$W_0 = \frac{G^2}{60\pi^3} \cdot \frac{\Delta^5}{(1+\xi)^3} H_l, \quad (2.32)$$

где  $\Delta = m_A - m_B$ ;  $\xi = (m_A - m_B)/(m_A + m_B)$  и  $H_l$  — билинейная функция форм-факторов:

$$H_l = \sum_{M, N} f_M f_N S^{MN}. \quad (2.33)$$

В таком представлении для распадов с излучением электрона имеем [49]:

$$\left. \begin{aligned} S^{VV} &= 1; \\ S^{AA} &= 3; \\ S^{A, PT} &= S^{PT, A} = -\varepsilon; \\ S^{VT} &= S^{TV} = \varepsilon^2; \\ S^{VA} &= S^{AV} = S^{TA} = S^{AT} \approx \frac{1}{2} \varepsilon^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

Здесь  $\varepsilon = W/m_A$ ;  $W = (m_A^2 - m_B^2 + m_C^2)/2m_A$ .

Таким образом, если форм-факторы  $f_i$  и  $g_i$  характеризуются значениями, близкими по порядку величины

$$f_1 \approx f_2 \approx f_3 = g_1 \approx g_2 \approx g_3, \quad (2.35)$$

то тогда полная вероятность электронного распада бариона (а также и распада с излучением  $\mu$ -мезона), как и следовало ожидать, в первую очередь, определяется форм-факторами векторного  $f_1$  и аксиально векторного  $g_1$ -взаимодействий. Вклад индуцированных взаимодействий определяется уже интерференционными членами с форм-факторами  $g_1$  и  $g_2$ , а также  $f_1$  и  $f_2$ , численные коэффициенты при которых имеют значения  $\varepsilon \approx 10^{-2}$  и  $\varepsilon^2 \approx 10^{-4}$ . Можно написать, что

$$H_l = f_1^2 + 3g_1^2 - \varepsilon g_1 g_2 + \varepsilon^2 f_1 f_2. \quad (2.36)$$

В порядке  $\varepsilon^3$  появились бы интерференционные члены от форм-факторов с различными четностями, а именно члены вида  $f_1 g_1$  и  $f_2 g_1$ .

В случае распада с излучением  $\mu$ -мезона, как показывают расчеты [50], могут оказаться как члены с другими форм-факторами, так и члены, возникающие от  $q^2$ -зависимости форм-факторов. Если записать отношение вероятностей  $\mu$ -распада и  $\beta$ -распада бариона в виде

$$\frac{\Gamma_\mu}{\Gamma_l} = \sigma_1 \left( 1 + \frac{\Delta}{H_l} \right), \quad (2.37)$$

где

$$\Delta = (H_\mu - \sigma_1 H_l)/\sigma_1; \quad (2.38)$$

$\sigma_1$  — некоторая константа;  $H_l$  определено ранее выражением (2.36), то для сравнения распадов  $\Sigma^- \rightarrow n\mu^- \tilde{\nu}_\mu$  и  $\Sigma^- \rightarrow ne^- \tilde{\nu}_e$  будем иметь

$$\Gamma_\mu/\Gamma_e = 0,45(1 + 1,33\gamma), \quad (2.39)$$

где для величины  $\gamma$ , если не предполагать  $V-A$ -вариант теории, имеет место формула

$$\gamma = \frac{\operatorname{Re} f_3 f_1^* + 6 \operatorname{Re} g_1 f_2^* + 6 \delta \operatorname{Re} f_2 f_2^* - \delta \operatorname{Re} g_3 g_1^*}{|f_1|^2 + 3|g_1|^2 + 12|f_2|^2 + |f_3|^2}, \quad (2.40)$$

в которой

$$\delta = \frac{m_{\Sigma^-} + m_n}{m_{\Sigma^-} + m_n}. \quad (2.41)$$

Из имеющихся сейчас экспериментальных данных о полупетонных  $\Sigma^-$ -распадах следует [51], что

$$\Gamma_\mu/\Gamma_e = 0,42 \pm 0,06. \quad (2.42)$$

В рамках  $\mu - e$ -универсальности это соответствует следующему интервалу для величины  $\gamma$ :

$$-0,18 < \gamma < 0,02. \quad (2.43)$$

При сравнении соответствующих распадов  $\Lambda$ -гиперонов получается, что  $(\Gamma_\mu/\Gamma_e)_{\text{теор}} = 0,17$ ;  $(\Gamma_\mu/\Gamma_e)_{\text{эксп}} = 0,17 \pm 0,02$ . Отсюда также можно сделать вывод о совместимости величины  $\gamma$  с нулевым значением.

Влияние форм-фактора индуцированного электризма  $g_2$  может быть обнаружено по интерференционному эффекту при сравнении распадов  $\Sigma^- \rightarrow \Lambda e^- \tilde{\nu}_e$  и  $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \nu_e$ . Здесь имеем из формулы (2.32) [50]:

$$\frac{\Gamma_-}{\Gamma_+} = \left( \frac{m_{\Sigma^-} - m_\Lambda}{m_{\Sigma^+} - m_\Lambda} \right)^5 \left( \frac{1 + \xi_+}{1 + \xi_-} \right)^3 \frac{H_-}{H_+} = 1,64 \left( 1 + \frac{\Delta}{H_+} \right), \quad (2.44)$$

где

$$\Delta = H_- - H_+ \approx \frac{m_- - m_+}{4m_\pi} g_1 g_2 = 0,015 g_1 g_2. \quad (2.45)$$

При этом, поскольку в этих распадах  $f_1 = 0$  (см. ниже), имеем

$$H_\pm = 3g_1^2 + 0,52 g_1 g_2. \quad (2.46)$$

Экспериментально найденное значение отношения (2.44) в настоящее время считается равным

$$\frac{\Gamma_-}{\Gamma_+} = 1,60 \pm 0,27, \quad (2.47)$$

что соответствует следующему интервалу значений  $\Delta/H_+$ :

$$-0,19 < \frac{\Delta}{H_+} < 0,05. \quad (2.48)$$

Используя же формулы (2.45) и (2.46), имеем

$$\frac{\Delta}{H_+} = \frac{0,005 g_2/g_1}{1 + 0,17 g_2/g_1}, \quad (2.49)$$

что при  $g_2/q_1 \approx 1$  составляет около 0,5%. Таким образом, для решения вопроса о возможном вкладе форм-фактора  $g_2$  в распады  $\Sigma \pm \Lambda e \pm \nu_e$  также требуется существенное повышение точности экспериментальных данных.

Наиболее четко экспериментальную ситуацию в проблеме полуплеитонных распадов барионов можно проиллюстрировать на примере относительно детально сейчас изученного  $\beta$ -распада нейтрона:

$$n \rightarrow pe^{-}\tilde{\nu}_e. \quad (2.50)$$

Последние эксперименты дали следующий результат о периоде его полураспада:

$$\tau_{n \rightarrow pe\tilde{\nu}_e} = (10,80 \pm 0,16) \text{ мин}, \quad (2.51)$$

т. е. значение  $\tau$  для нейтрона известно с точностью порядка 1,5%. Поскольку в этом распаде  $\epsilon \approx 10^{-3}$ , то для того чтобы почувствовать влияние индуцированных форм-факторов на величину  $\tau$ , имеющейся точности ее экспериментального значения сейчас явно недостаточно. Ее надо повышать по крайней мере еще на порядок. Если вспомнить, что из требования сохранения  $G$ -четности нуклонного тока следует, что

$$g_2 = 0, \quad (2.52)$$

то из (2.36) видно, что для обнаружения вклада от форм-фактора слабого магнетизма  $f_2$  нужно иметь экспериментальное значение  $\tau$  для нейтрона с точностью, не худшей  $10^{-6}$ .

Таким образом, используя сведения о времени жизни нейтрона, можно получить только значение модуля отношения аксиально векторного и векторного форм-факторов  $|g_1/f_1|$ . Оно оказывается тогда равным

$$|g_1/f_1| = 1,23 \pm 0,01 \text{ (из } n \rightarrow pev). \quad (1.53)$$

Измерения асимметрии вылета электронов при  $\beta$ -распаде поляризованных нейтронов в соответствии с формулами (2.30) и (2.31) позволяют определить и величину, и знак отношения  $g_1/f_1$ . Последние эксперименты дали следующий результат [52]\*:

$$g_1/f_1 = -1,25 \pm 0,05 \text{ (из } n \rightarrow pev). \quad (2.54)$$

\* Последние результаты дают для этого отношения величину —  $1,26 \pm 0,02$ .

Здесь опять поправки от индуцированного форм-фактора слабого магнетизма имеют следующий порядок:

$$\frac{m_n - m_p}{3m_n}, \quad (2.55)$$

т. е. приблизительно  $10^{-3}$ .

Наконец, из измерения электрон-нейтринной корреляции в  $\beta$ -распаде нейтрона [67] следует из формулы (2.9):

$$\alpha_{\nu} = \frac{1 - |\alpha|^2}{1 + 3|\alpha|^2} = -0,091 \pm 0,039,$$

откуда

$$|\alpha| = |g_1/f_1| = 1,33 \pm 0,15. \quad (2.56)$$

Таким образом, эксперименты перечисленных трех типов дали для  $\beta$ -распада нейтрона в пределах ошибок измерений совпадающие результаты о величине отношения  $g_1/f_1$ . Это отношение отрицательно и в настоящее время считается равным  $1,23 \pm 0,01$ . О возможном вкладе индуцированных форм-факторов в экспериментально наблюдаемые характеристики  $\beta$ -распада нейтрона пока говорить не приходится.

Изложенный выше формализм описания слабых взаимодействий находится в прекрасном соответствии с огромным экспериментальным материалом по  $\beta$ -распаду ядер. Однако вычисленные в рамках этой теории вероятности  $\beta(\mu)$ -распадов гиперонов находятся в резком противоречии с экспериментально найденными их значениями. Это было серьезной проблемой универсальной теории слабых взаимодействий. Ее решение было найдено в рамках идей  $SU_{(3)}$ -симметрии в мире элементарных частиц.

### 2.3. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О $SU_3$ -СИММЕТРИИ

Сейчас имеется ряд прекрасных обзоров по  $SU_{(3)}$ -симметрии и ее развитию. Поэтому остановимся только на тех моментах, которые имеют отношение к обсуждаемому вопросу.  $SU_{(3)}$ -симметрия является развитием симметрии изотопической, когда вместо нуклонного спинора

$$N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}; \quad \bar{N} = (p, n)$$

вводится трехкомпонентный спинор

$$b = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \Lambda \end{pmatrix}; \quad \bar{b} = (p, n, \Lambda),$$

с помощью которого в дополнение к изотопическому спину  $I$  также и гиперзаряд  $Y$  становится групповой характеристикой.

Состояния  $p$ ,  $n$  и  $\Lambda$  являются состояниями одной частицы с одинаковыми массой, спином и четностью. Маркируются они квантовыми числами изотопического спина и гиперзаряда. Тогда любое взаимодействие с их участием должно быть инвариантно относительно вращений в некотором формальном пространстве. Это эквивалентно тому, что при таких вращениях под действием преобразования  $\Omega$  должна оставаться инвариантной билинейная форма

$$\bar{b}\Omega^+ \Omega b = \bar{b}b.$$

Следовательно, преобразование  $\Omega$  представляется  $3 \times 3$ -матрицей, такой, что  $\Omega^+ = \Omega^{-1}$ , т. е. эрмитовосопряженная матрица  $\Omega^+$  равна обратной  $\Omega^{-1}$ , или преобразование  $\Omega$  унитарно. Имеется девять линейно независимых  $3 \times 3$ -матриц, которые можно выбрать в качестве базисных при рассмотрении унитарного преобразования в трех измерениях  $U_{(3)}$ . Одна из них—единичная  $I$ , а остальные восемь  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_8$ —эрмитовы матрицы со шпурами, равными нулю. Общее преобразование  $\Omega$  можно записать в виде произведения  $\Omega = e^{iI\alpha} \cdot e^{i\lambda\theta}$ . Это соответствует представлению унитарного преобразования  $U_{(3)}$  в виде произведения унитарного преобразования  $U_{(1)}$  размерности 1 и унитарного унимодулярного преобразования  $SU_{(3)}$  ранга 2 и размерности 3, поскольку в последнем случае имеется три базисных вектора  $p, n, \Lambda$  и среди его восьми генераторов два приводятся к диагональному виду. Последнее соответствует наличию в группе двух сохраняющихся величин: изотопического спина  $I$  и гиперзаряда  $Y$ . Таким образом, вместо трехмерного изотопического пространства мы теперь имеем дело с восьмимерным унитарным пространством. Инвариантность относительно  $U_{(1)}$  соответствует сохранению барионного тока вида  $n_\alpha = i b \gamma_\alpha b$ . Инвариантность же относительно  $SU_{(3)}$  соответствует сохранению восьмикомпонентного тока так называемого унитарного спина:

$$\vec{\mathcal{F}}_\alpha = i \bar{b} \gamma_\alpha \frac{\lambda}{2} b. \quad (2.57)$$

Как и ток изотопического спина, ток унитарного спина в приближении строгой  $SU_{(3)}$ -симметрии сохраняется. Имеют место следующие выражения для барионного числа  $n$  и восьми компонент унитарного спина:

$$n = -i \int n_4 d^3 x;$$

$$F_k = -i \int \vec{\mathcal{F}}_{k4} d^3 x.$$

В качестве матриц  $\lambda_i$  выбираются следующие восемь матриц [63]:

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix};$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}; \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

Эти матрицы удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\text{Sp } \lambda_k \lambda_l^* = 2\delta_{kl};$$

$$[\lambda_k, \tilde{\lambda}_l] = 2if_{klm} \lambda_m;$$

$$[\lambda_k, \lambda_l] = 2d_{klm} \lambda_m,$$

где  $f_{klm}$  — полностью антисимметричный тензор, а  $d_{klm}$  — полностью симметричный тензор относительно перестановки индексов. Имеем следующие отличные от нуля значения этих тензоров:

$$f_{123} = 1;$$

$$f_{147} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = -f_{156} = -f_{367} = \frac{1}{2};$$

$$f_{458} = f_{678} = \frac{\sqrt{3}}{2};$$

$$d_{118} = d_{228} = d_{338} = -d_{888} = \frac{1}{\sqrt{3}};$$

$$d_{448} = d_{558} = d_{668} = d_{778} = -\frac{1}{2\sqrt{3}};$$

$$d_{146} = d_{157} = d_{256} = d_{344} = d_{355} = -d_{247} = -d_{366} = -d_{377} = \frac{1}{2}.$$

Из структуры написанных  $\lambda_i$ -матриц видно, что первые три матрицы  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  определяют подгруппу  $SU_{(2)}$  изотопического спина. Операторами его проекций являются матрицы  $I_1 = \frac{1}{2} \lambda_1$ ,  $I_2 = \frac{1}{2} \lambda_2$ ;  $I_3 = \frac{1}{2} \lambda_3$ . Диагональность матрицы  $\lambda_3$  соответствует сохранению третьей компоненты изотопического спина. Как уже говорилось, имеется еще одна диагональная матрица  $\lambda_8$ . Она связывается с гиперзарядом, оператор которого записывается в виде

$$Y = \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda_8 = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$



Он коммутирует с матрицами операторов проекций изотопического спина. Используя формулу Гелл-Мана — Нишиджимы, имеем следующее выражение для оператора электрического заряда  $Q$ :

$$Q = e \left( I_3 + \frac{1}{2} Y \right) = \frac{1}{2} e \left( \lambda_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda_8 \right)$$

или

$$Q = \frac{1}{3} e \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

В такой же нормировке имеем запись  $\lambda_0$ -матрицы оператора барионного числа (он относится не к  $SU_{(3)}$ , а к  $U_{(3)}$ ):

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Отсюда следует выражение для оператора барионного числа в виде

$$B = \frac{1}{\sqrt{6}} \lambda_0 = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Группа  $SU_{(3)}$  характеризуется набором неприводимых представлений, которые и берутся в основу классификации частиц: наборы частиц сопоставляются неприводимым представлениям группы. Тензоры таких представлений  $\Phi_{\lambda\mu\nu\dots}^{\alpha\beta\gamma\dots}$  с  $q$  верхними и  $p$  нижними индексами, пробегающими значения от одного до трех, характеризуются определенными наборами квантовых чисел гиперзаряда и изотопического спина. Размерность представления определяется по формуле

$$N(p, q) = \frac{1}{2} (p+1)(q+1)(p+q+2).$$

Гиперзаряд компоненты тензора определяется из выражения

$$Y = p(3) - q(3) - \frac{p-q}{3}, \quad (2.58)$$

а  $I_3$  — компонента изотопического спина из выражения

$$I_3 = \frac{1}{2} [p(2) - q(2) - p(1) + q(1)].$$

В этих формулах  $q(i)$  и  $p(i)$  — верхние и нижние индексы, причем  $i = 1, 2, 3$ . Если реальные частицы характеризуются только целочисленными значениями гиперзаряда  $Y$ , то из формулы (2.58)

видно, что семействам частиц можно противопоставлять только представления, у которых числа верхних и нижних индексов удовлетворяют следующему условию: отношение  $(p - q)/3$  равно целому числу.

Наинишие из таких неприводимых представлений группы  $SU_{(3)}$  имеют следующие размерности: синглет  $D(0,0)$ , октет  $D(1,1)$ , декуплет  $D(3,0)$ , 27-плет  $D(2,2)$  и т. д. В дальнейшем будем интересоваться октетным представлением  $D(1,1)$ . Тензор этого представления запишем в виде  $3 \times 3$ -матрицы  $\varphi_{\alpha}^{\beta}(I_3, Y)$  с указанием квантовых чисел  $I_3$  — проекции изотопического спина и гиперзаряда  $Y$ . Эта матрица имеет вид

$$\varphi_{\alpha}^{\beta} = \begin{pmatrix} \varphi_1^1(0, 0) & \varphi_1^2(1, 0) & \varphi_1^3\left(\frac{1}{2}, +1\right) \\ \varphi_2^1(-1, 0) & \varphi_2^2(0, 0) & \varphi_2^3\left(-\frac{1}{2}, 1\right) \\ \varphi_3^1\left(-\frac{1}{2}, -1\right) & \varphi_3^2\left(\frac{1}{2}, -1\right) & \varphi_3^3(0, 0) \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

В унитарный октет объединяются все известные сейчас стабильные по отношению к сильным взаимодействиям барионы с квантовыми числами спина-четности, равными  $J^P = 1/2^+$ . Запишем матрицу для них в следующем виде:

$$B = \begin{pmatrix} \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}} \Lambda^0 \end{pmatrix} \quad (2.60)$$

Аналогично записывается матрица и для псевдоскалярных мезонов с  $J^P = 0^-$ :

$$P = \begin{pmatrix} \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} + \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} - \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}} \eta^0 \end{pmatrix} \quad (2.61)$$

и других частиц, объединяющихся в октеты  $SU_{(3)}$ -симметрии.

Наконец, перемножив скалярно восьмимерные векторы  $F$  и  $\lambda$ , получим представление унитарного спина в виде смешанного тензора

второго ранга, что можно записать опять как  $3 \times 3$ -матрицу со шнуром, равным нулю:

$$U = \begin{pmatrix} F_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} F_8 & F_1 + iF_2 & F_4 + iF_5 \\ F_1 - iF_2 & -F_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} F_8 & F_6 + iF_7 \\ F_4 - iF_5 & F_6 - iF_7 & -\frac{2}{\sqrt{3}} F_8 \end{pmatrix}$$

Об основных свойствах компонент унитарного спина  $F_1$ ,  $F_2$  и  $F_3$  уже говорилось выше. Они всегда сохраняются. Укажем здесь, что в соответствии с (2.59) компоненты  $F_4$  и  $F_5$ , а также  $F_6$  и  $F_7$  характеризуются странностью, равной единице, и изотопическим спином, равным  $1/2$ .

#### 2.4. ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ БАРИОНОВ В РАМКАХ $SU(3)$ -СИММЕТРИИ

В рамках развитого формализма векторный адронный ток в лагранжиане слабого взаимодействия (18) имеет вид

$$J_\alpha^{(V)} = F_{1\alpha} + iF_{2\alpha} + F_{4\alpha} + iF_{5\alpha}. \quad (2.62)$$

Первые два члена здесь соответствуют переходам с  $\Delta S = 0$ , а третий и четвертый — переходам с  $|\Delta S| = 1$ . Сравнение матриц (2.59) и (2.61) показывает, что эти две пары членов соответствуют  $\pi^+$ - и  $K^+$ -компонентам в матрице для псевдоскалярных мезонов. Поэтому часто векторный адронный ток пишут в виде суммы двух соответствующих членов

$$J_\alpha^{(V)} = V_\alpha^{\pi^+} + V_\alpha^{K^+}. \quad (2.63)$$

Определим теперь по аналогии с (2.57) восьмикомпонентную аксиально векторную величину

$$A_\alpha^* = i\bar{b} \frac{\lambda}{2} \gamma_\alpha \gamma_5 b.$$

Тогда аксиально векторная часть адронного тока в лагранжиане (18) будет иметь вид

$$J_\alpha^{(A)} = A_{1\alpha} + iA_{2\alpha} + A_{4\alpha} + iA_{5\alpha} \quad (2.64)$$

с аналогичными, как в формуле (2.62), свойствами членов этого выражения относительно квантовых чисел странности и изотопического спина. Здесь также по аналогии с формулой (2.63) можно записать, что

$$J_\alpha^A = A_\alpha^{\pi^+} + A_\alpha^{K^+}.$$

Полный адронный ток есть сумма токов (2.62) и (2.64). Он содержит члены, соответствующие переходам с  $\Delta S = 0$  и  $|\Delta S| = 1$ :

$$J_\alpha = J_\alpha^{(0)} + J_\alpha^{(1)}, \quad (2.65)$$

где

$$J_\alpha^{(0)} = V_\alpha^{\pi^+} + A_\alpha^{\pi^+};$$

$$J_\alpha^{(1)} = V_\alpha^{K^+} + A_\alpha^{K^+}.$$

Теперь делается наиболее существенный шаг, предложенный Кабиббо [3]: принимается гипотеза, что адронный слабый ток  $J_\alpha$  характеризуется, как и в формуле (2.65), единичной длиной, но получается он из этого тока с помощью некоторого вращения в унитарном пространстве на угол  $\theta$ . Тогда вместо (2.65) представим выражение для адронного слабого тока  $J_\alpha$  в виде

$$J_\alpha = \cos \theta J_\alpha^{(0)} + \sin \theta J_\alpha^{(1)}. \quad (2.66)$$

В принципе параметр поворота  $\theta$  может быть разным для векторной и аксиально векторной частей в токах  $J_\alpha^{(0)}$  и  $J_\alpha^{(1)}$ . Введем в теорию углы  $\theta_V$  и  $\theta_A$  для векторной и аксиально векторной частей соответственно. Тогда получим, что

$$J_\alpha = \cos \theta_V V_\alpha^{\pi^+} + \cos \theta_A A_\alpha^{\pi^+} + \sin \theta_V V_\alpha^{K^+} + \sin \theta_A A_\alpha^{K^+}.$$

Позже мы еще вернемся в этому вопросу, но, как правило, в дальнейшем будем пользоваться вариантом теории с одним углом Кабиббо  $\theta$ , в котором адронный ток записывается выражением (2.66).

Итак, мы имеем набор барионов с  $J^P = 1/2^+$ , волновые функции которых преобразуются по октетному представлению группы  $SU_{(3)}$  и составляют матрицу (2.60). Имеем также два набора токов  $J_{(\alpha)}^{(V)}$  и  $J_{(\alpha)}^{(A)}$ , определяемых выражениями (2.62) и (2.64) соответственно. Компоненты этих токов также преобразуются по октетным представлениям группы  $SU_{(3)}$ . Для лагранжиана слабого взаимодействия имеем следующее выражение:

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{\nu_e} + \bar{u}_\mu \gamma_5 (1 + \gamma_5) u_{\nu_\mu} \right\} \times \\ \times \left\{ \cos \theta_V V_\alpha^{\pi^+} + \left[ \cos \theta_A A_\alpha^{\pi^+} + \sin \theta_V V_\alpha^{K^+} + \sin \theta_A A_\alpha^{K^+} \right] \right\}.$$

Для адронной части матричного элемента, обусловленной действием  $m$ -й компоненты тока  $F_{m\alpha} + A_{m\alpha}$ , имеем выражение в виде

$$\langle \bar{B} | F_{m\alpha} + A_{m\alpha} | A \rangle = i f_{ABm} \Phi_\alpha + d_{ABm} \Delta_\alpha, \quad (2.67)$$

Это есть обобщение известной теоремы Вигнера — Эккерта в теории пространственных вращений. Величины  $\Phi_\alpha$  и  $\Delta_\alpha$  играют роль приведенных матричных элементов, а тензоры  $f_{ABm}$  и  $d_{ABm}$  —

коэффициентов Клебша — Гордана в формализме группы  $SU_{(3)}$ . Наличие двух приведенных матричных элементов соответствует существованию связей  $F$ - и  $D$ -типа во взаимодействиях октетов барионов с  $J^P = 1/2^+$  и псевдоскалярных мезонов.

Но, с другой стороны, можно написать матричные элементы для векторной и аксиально векторной частей адронного тока в виде

$$\begin{aligned} \langle \bar{B} | F_{m\alpha} | A \rangle &= \bar{u}_B [if_{ABm} V^\Phi + d_{ABm} V^\Delta] \gamma_\alpha u_A; \\ \langle \bar{B} | A_{m\alpha} | A \rangle &= \bar{u}_B [if_{ABm} A^\Phi + d_{ABm} A^\Delta] \gamma_\alpha \gamma_5 u_A, \end{aligned} \quad (2.68)$$

где  $V^\Phi$ ,  $V^\Delta$ ,  $A^\Phi$  и  $A^\Delta$  определяют вклады связей  $F$ - и  $D$ -типа в векторное и аксиально векторное взаимодействия. Сравнивая формулы (2.67) и (2.68), получаем структуру приведенных матричных элементов в виде:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_\alpha &= \bar{u}_B (V^\Phi \gamma_\alpha + A^\Phi \gamma_\alpha \gamma_5) u_A; \\ \Delta_\alpha &= \bar{u}_B (V^\Delta \gamma_\alpha + A^\Delta \gamma_\alpha \gamma_5) u_A. \end{aligned} \right\} \quad (2.69)$$

В этой терминологии адронная часть  $X_\alpha$  матричного элемента для процесса полуплептонного барионного распада имеет вид

$$X_\alpha = T(\theta, \Delta S) \bar{u}_B (f_m^V \gamma_\alpha + g_m^A \gamma_\alpha \gamma_5) u_A.$$

Здесь векторный  $f_m^V$  и аксиально векторный  $g_m^A$  форм-факторы определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} f_m^V &= (if_{ABm} - f_{ABm+1}) V^\Phi + (d_{ABm} + id_{ABm+1}) V^\Delta; \\ g_m^A &= (if_{ABm} - f_{ABm+1}) A^\Phi + (d_{ABm} + id_{ABm+1}) A^\Delta \end{aligned}$$

и

$$T(\theta, \Delta S) = \begin{cases} \cos \theta & \text{для переходов } \Delta S = 0, \\ \sin \theta & \text{для переходов } |\Delta S| = 1, \end{cases}$$

а индекс  $m$  равен единице в случае  $\Delta S = 0$  и четырем при  $|\Delta S| = 1$ .

Учет индуцированных взаимодействий естественно усложняет приведенные матричные элементы. Теперь вместо формулы (2.69) будем иметь для них выражения, получающиеся при следующих заменах:

$$V^{\Phi(\Delta)} \gamma_\alpha \rightarrow f_1^{\Phi(\Delta)}(q^2) \gamma_\alpha + \frac{f_2^{\Phi(\Delta)}(q^2)}{m_A + m_B} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + \frac{f_2^{\Phi(\Delta)}(q^2)}{m_A + m_B} q_\alpha; \quad (2.70)$$

$$\begin{aligned} A^{\Phi(\Delta)} \gamma_\alpha \gamma_5 &\rightarrow g_1^{\Phi(\Delta)}(q^2) \gamma_\alpha \gamma_5 + \frac{g_2^{\Phi(\Delta)}(q^2)}{m_A + m_B} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5 + \\ &+ \frac{g_3^{\Phi(\Delta)}(q^2)}{m_A + m_B} q_\alpha \gamma_5. \end{aligned} \quad (2.71)$$

В этих выражениях, как и в формуле (2.69),  $f_i^{\Phi(\Delta)}$  и  $g_i^{\Phi(\Delta)}$  обозначают вклады от сил  $F$ - и  $D$ -типа в соответствующие форм-факторы. Используя те же аргументы, что и при выводе формулы (2.7), имеем запись  $q^2$ -зависимости форм-факторов  $f_i^{\Phi(\Delta)}(q^2)$  в виде

$$f_i^{\Phi(\Delta)}(q^2) = f_i^{\Phi(\Delta)}(0) [1 + \lambda_i^{\Phi(\Delta)} q^2/m_\pi^2]$$

и аналогично для форм-факторов  $g_i^{\Phi(\Delta)}(q^2)$ .

## 2.5. ВЫПОЛНЕНИЕ ПРАВИЛ ОТБОРА В ЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ БАРИОНОВ

В сформулированном таким способом формализме описания слабых взаимодействий должны выполняться следующие правила отбора.

По изменению квантового числа странности имеем  $|\Delta S| \leq 1$ , и в переходах с  $|\Delta S| = 1$  должно выполняться правило  $\Delta Q = \Delta S$ .

По изотопическому спину  $I$ :

в переходах с  $\Delta S = 0$   $|\Delta I| = 1$ ;

в переходах с  $|\Delta S| = 1$   $|\Delta I| = 1/2$ .

Правило  $|\Delta S| \leq 1$  можно проверить, пытаясь обнаружить распады  $\Xi^0$ -гиперонов сразу в нуклоны:

$$\Xi \rightarrow Ne \nu_e;$$

$$\Xi \rightarrow N\pi.$$

Пока верхний предел для относительных вероятностей этих распадов невелик, суммарные результаты дают [64]

$$\frac{\Gamma_{\Xi}(\Delta S=2)}{\Gamma_{\Xi}(\text{все})} \lesssim 10^{-3}.$$

Правило отбора  $\Delta Q = \Delta S$  проверяется поиском запрещенных  $\beta$ - и  $\mu$ -распадов  $\Sigma^+$ -гиперона. Суммарные данные свидетельствуют о том, что

$$\frac{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow ne^+ \nu_e)}{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \text{все})} \lesssim 10^{-4}$$

и

$$\frac{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow n\mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \text{все})} \lesssim 5 \cdot 10^{-2}.$$

Эти оценки сделаны с учетом следующих данных. Всего задетектировано в опытах с пузырьковыми камерами и фотоэмульсиями около  $2,3 \cdot 10^6$   $\Sigma^+$ -гиперонов. Подозреваются на распады  $\Sigma^+ \rightarrow ne^+ \nu_e$  три события и на распад  $\Sigma^+ \rightarrow n\mu^+ \nu_\mu$  одно событие.

Для  $\Sigma^-$ -гиперонов при этом задетектировано 174 распада  $\Sigma^- \rightarrow n\mu^- \tilde{\nu}_\mu$  и 881 распад  $\Sigma^- \rightarrow ne^- \tilde{\nu}_e$ .

Наконец, в рассматриваемых распадах не должно быть эффектов, обусловленных нейтральными лептонными токами. Для проверки этого утверждения искали распады вида

$$\Sigma^+ \rightarrow pe^+e^-.$$

Найдено три события этих распадов с малыми эффективными массами  $e^+e^-$ -системы. Отсюда следует, что

$$\frac{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow pe^+e^-)}{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \text{все})} \approx 10^{-5}.$$

Но известно, что имеет место радиационный  $\Sigma^+$ -распад с относительной вероятностью

$$\frac{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p\gamma)}{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \text{все})} = (1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}.$$

А тогда с учетом коэффициента внутренней конверсии, примерно равной 1/130, после исключения вклада от этого эффекта имеем

$$\frac{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow pe^+e^-)}{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \text{все})} \leq 10^{-5}.$$

Таким образом, с достаточной точностью можно считать, что перечисленные правила отбора справедливы и выполняются.

## 2.6. ГИПОТЕЗА СОХРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЕКТОРНОГО ТОКА И ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ БАРИОНОВ

Из выражений (2.70) и (2.71) видно, что в самом общем случае полулептонный распад бариона теперь описывается 24 действительными константами в форм-факторах  $f_i^\Phi(q^2)$ ,  $f_i^\Lambda(q^2)$ ,  $g_i^\Phi(q^2)$  и  $g_i^\Lambda(q^2)$ , а также 12  $\lambda$ -параметрами в их  $q^2$ -зависимостях и двумя значениями угла Кабиббо: для векторной  $\theta_V$  и аксиально векторной  $\theta_A$  частей слабого взаимодействия. Универсальная константа слабого взаимодействия берется из данных по  $\mu$ -распаду. В рамках  $T$ -инвариантности полулептонных процессов для адронов остается 12 форм-факторных констант. Это, конечно, очень много для сравнения с опытными данными. Поэтому необходимо с помощью дополнительных гипотез получить уравнения связи между этими константами и тем самым уменьшить число констант, подлежащих определению из опыта.

Большое значение в понимании эффектов от слабого взаимодействия имеет использование следствий гипотезы сохраняющегося векторного тока. Эта гипотеза, впервые сформулированная Зельдовичем и Герштейном [53], а также Маршаком и Сударшаном [54],

была затем переформулирована вновь Фейнманом и Гелл-Манном [55]. Ее первоначальное содержание отражает попытки объяснить довольно хорошее совпадение константы векторной связи  $g_\beta^V$ , измеренной в ядерных ферми-переходах, с фермиевской константой связи  $G$ , найденной из времени жизни  $\mu$ -мезона. Так как известно, что

$$\delta G^2 = \frac{G^2 - (g_\beta^V)^2}{G^2} \approx 0,05,$$

то сказанное выше можно понять, предположив, что:

- 1) константа векторной связи  $g^V$  в адронных слабых взаимодействиях не перенормируется сильными взаимодействиями;
- 2) значение этой затравочной константы  $g^V$  равно значению константы  $\mu$ -распада  $G^\mu$ .

Константа же аксиально векторной связи  $g^A$  перенормируется сильными взаимодействиями, и для  $\beta$ -распада нейтрона величина отношения двух констант равна  $g^A/g^V = -1,23 \pm 0,01$ .

Из второго утверждения вытекает универсальность слабых взаимодействий. Из первого же утверждения следует важное следствие о свойствах векторной части адронного тока  $J_\alpha^V(x)$  как оператора, действующего в мире сильных взаимодействий. Здесь можно использовать аналогию с электродинамикой, в которой в предположении равенства затравочных электрических зарядов электрона и протона равенство их перенормированных зарядов является следствием сохранения электрического тока. Из аналогии с электродинамикой также следует, что неперенормуемость величины  $g^V$  является следствием сохранения векторной части слабого адронного тока  $\partial_\alpha V_\alpha(x) = 0$ . В более общем виде мы имеем гипотезу об изовекторном характере адронного тока, согласно которой три оператора:  $V_\alpha, \left(\frac{g_\beta^V}{e}\right) (J_{\alpha}^{\beta})_{I=1}$  и  $V_\alpha^*$  — составляют три компоненты одного изотопического вектора. Использование этих идей позволяет связать между собой ряд электромагнитных эффектов и эффектов слабого взаимодействия. При этом получаются важные заключения как о форм-факторах при  $q^2 = 0$ , так и о их  $q^2$ -зависимости. Напомним только хорошо известные следствия для  $\beta$ -распада нейтрона, согласно которым форм-фактор эффективного скаляра  $f_3(0)$  должен быть равен нулю, а  $f_1(0) = 1$ ,  $f_2(0) = \mu_p - \mu_n \approx 3,7$ . Кроме того,

$$f_1(q^2) = f_1(0) G_Q^V(q^2);$$

$$f_2(q^2) = f_2(0) G_M^V(q^2),$$

где  $G_Q^V(q^2)$  и  $G_M^V(q^2)$  — изовекторные части соответственно зарядового и магнитного форм-факторов нуклонов с нормировкой  $G_Q^V(0) = G_M^V(0) = 1$ . Оценку  $q^2$ -зависимости получаем из известных дан-



ных об этой зависимости для саксовских нуклонных форм-факторов, найденной из опытов по упругому  $ep$ -рассеянию. Известно [55], что

$$\frac{G_{MP}}{1 + \mu_p} = \frac{G_{Mn}}{\mu_n} = G_{EP} = \left[ \frac{1}{1 + 1,25 q^2/m_p^2} \right]^2,$$

$$\left( \frac{dG_{En}}{dq^2} \right)_{q^2=0} = \frac{(0,563 \pm 0,001)}{m_p^2}.$$

Отсюда найдем, что для форм-факторов векторного и слабого магнетизма

$$\lambda_1 \approx 2; \quad \lambda_2 \approx 3. \quad (2.72)$$

Использование гипотезы сохраняющегося векторного тока позволяет получить некоторые важные сведения и о других распадах барионов с  $\Delta S = 0$ . Рассмотрим распады

$$\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu_e. \quad (2.73)$$

Для матричных элементов изовекторной части адронного тока здесь имеем следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} \langle \Lambda | \bar{J}_\alpha^+ | \Sigma^+ \rangle &= -\bar{u}_\Lambda \sum_k g_k O_\alpha^{(k)} u_{\Sigma^+}; \\ \langle \Lambda | \bar{J}_\alpha^+ | \Sigma^- \rangle &= \bar{u}_\Lambda \sum_k g_k O_\alpha^{(k)} u_{\Sigma^-}. \end{aligned} \right\} \quad (2.74)$$

Эти распады обусловлены двумя различными изотопическими компонентами одного и того же слабого барионного тока, и отсюда сразу следует вывод о том, что их матричные элементы одинаковы и отношение вероятностей этих распадов определяются только различием фазовых объемов, обусловленных различием масс  $\Sigma^-$  и  $\Sigma^+$ -гиперонов. Следовательно, отношение

$$\Gamma_+/\Gamma_- = 0,61. \quad (2.75)$$

Из экспериментально найденных относительных вероятностей распадов (2.73)  $R_+$  и  $R_-$  и времен жизни гиперонов  $\tau_+$  и  $\tau_-$  для этого отношения найдена следующая величина:

$$\frac{\Gamma_+}{\Gamma_-} = \frac{R_+ \tau_-}{R_- \tau_+} = 0,62 \pm 0,15, \quad (2.76)$$

которая не противоречит вычисленному значению (2.75), подтверждая это общее утверждение гипотезы сохраняющегося векторного тока.

Входящие в (2.74) форм-факторы  $g_k$  связаны опять с форм-факторами электромагнитного перехода  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ :

$$\langle \Lambda | \bar{J}_\alpha^{3, M} | \Sigma^0 \rangle = \bar{u}_\Lambda \sum_{k=V, T, S} F_k O_\alpha^{(k)} u_{\Sigma^0}. \quad (2.77)$$

Эта связь имеет вид

$$\left. \begin{aligned} g_V(q^2) &= \sqrt{2} F_V(q^2) = q^2 \sqrt{2} F'_V \rightarrow 0; \\ g_S(q^2) &= \sqrt{2} F_S(q^2) = -\sqrt{2} (m_\Sigma^2 - m_\Lambda^2) F'_V; \\ g_T(q^2) &= \sqrt{2} F_T(q^2). \end{aligned} \right\} \quad (2.78)$$

Здесь  $F'_V$  — аналог величины  $R_e^2/G$  в нуклонных электромагнитных форм-факторах, когда  $R_e$  рассматривается как электромаг-

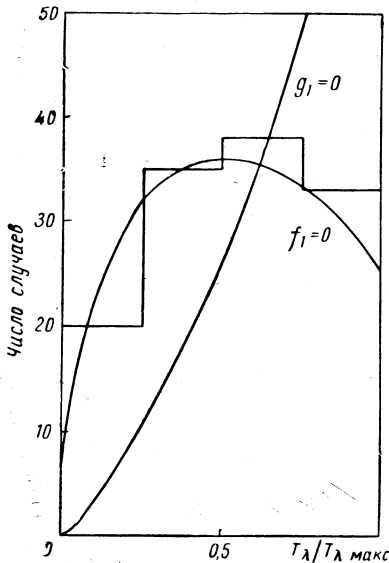


Рис. 8. Энергетический спектр  $\Lambda$ -гиперонов в распаде  $\Sigma \rightarrow \Lambda e \nu$ . Показаны предсказания для случаев чисто векторного ( $g_1 = 0$ ) и число аксиально векторного ( $f_1 = 0$ ) взаимодействий.

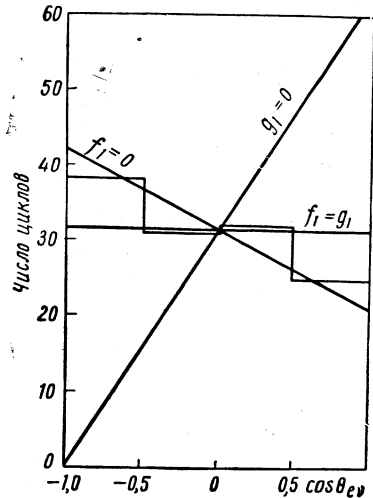


Рис. 9.  $e\nu$ -Корреляции в распаде  $\Sigma \rightarrow \Lambda e \nu$ . Показаны также предсказания для чисто векторного ( $g_1 = 0$ ) и чисто аксиально векторного ( $f_1 = 0$ ) вариантов и их равновероятной смеси ( $g_1 = f_1$ ).

нитный радиус частицы. Тензорный форм-фактор  $F_T(0)$  определяет магнитный момент радиационного  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ -перехода и находится из вероятности этого перехода:

$$\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma) = \frac{e^2}{4\pi} \cdot \frac{4E_\gamma^3}{(m_\Sigma + m_\Lambda)^2} F_T^2(0). \quad (2.79)$$

Из соотношений (2.78) следует, что в рамках гипотезы сохраняющегося векторного тока в распадах  $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu_e$  справедливо следующее предельное соотношение:

$$g_V(0) = f_1(0) = 0. \quad (2.80)$$

Таким образом, форм-фактор векторного взаимодействия здесь обращается в нуль и свойства этого распада в первую очередь

определяются аксиально векторным взаимодействием. Это следствие подтверждается экспериментально измеренными [57] энергетическими спектрами  $\Lambda$ -гиперонов (рис. 8, 9) и  $ev$ -корреляции в этом распаде. Из комбинированных данных, полученных из экспериментов, сейчас можно заключить, что в распадах (2.73)  $|f_1/g_1| = 0,26 \pm 0,20$ .

Выше [см. формулы (2.44) — (2.49)] обсуждался возможный вклад в  $\Sigma^+$ -распады от форм-фактора  $g_2$ . Из теоретических соображений следует, что этот форм-фактор обращается в нуль. Поэтому необходимо посмотреть, что здесь можно ожидать от эффекта слабого магнетизма [58]. Действительно, значение форм-фактора  $f_2(0)$  можно, согласно формуле (2.79), получить из измерений времени жизни  $\Sigma^0$ -гиперона. Но таких результатов пока еще нет, поэтому можно воспользоваться теоретическими оценками  $\tau_{\Sigma^0}$ , которые дают значение порядка  $7 \cdot 10^{-20}$  сек. Тогда с помощью (2.79) имеем  $f_2 |_{\Sigma \rightarrow \Lambda} = 2,98 \cos \theta_V$ .

Из совместного анализа данных о полулептонных распадах барионов следует, что  $g_1 |_{\Sigma \rightarrow \Lambda} \approx 0,618 \cos \theta_A$ . Полагая  $\theta_A = \theta_V$ , получаем, что  $|f_2/g_1 |_{\Sigma \rightarrow \Lambda} \approx 4,83$ . А это дает в полную вероятность распада  $\Sigma \rightarrow \Lambda ev$  от эффекта слабого магнетизма вклад порядка 0,5%. Другой способ оценить значение этого форм-фактора состоит в попытке обнаружить продольную поляризацию  $\Lambda^0$ -гиперонов. Если  $f_2(0) \neq 0$ , то вместо (2.24) с учетом членов отдачи получим для углового распределения протонов из распада  $\Lambda^0 \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$  следующее выражение:

$$W(\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\alpha}) = 1 + \alpha_{\Lambda} \frac{2,68 \text{Re}z + 0,08 \text{Re}z'}{|z|^2 + 3} \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\alpha},$$

где  $z' = f_2/g_1$  и  $\alpha_{\Lambda} = 0,62$ .

Поскольку считаем, что  $z = 0$ , то это распределение будет иметь слабое отклонение от изотропии, обусловленное членом  $0,08 \text{Re}z'$ . Видно, что коэффициент асимметрии в этом распределении очень мал: при  $\text{Re}z' \approx 1$  имеем

$$\alpha_{\Lambda} \frac{0,08 \text{Re}z'}{3} = 6,2 \cdot 10^{-3}.$$

Распределение продольной поляризации  $\Lambda$ -гиперона в распаде  $\Sigma \rightarrow \Lambda ev$  показано на рис. 10.

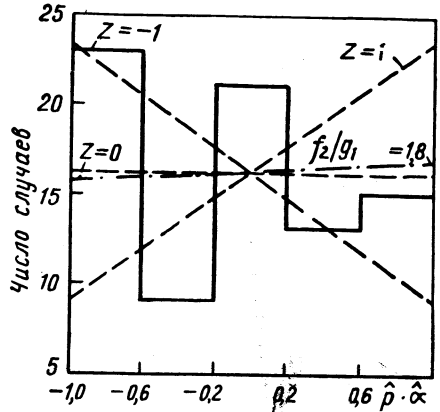


Рис. 10. Распределение продольной поляризации  $\Lambda$ -гиперонов в распаде  $\Sigma \rightarrow \Lambda ev$ . Показано (прямой  $f_2/q_1 = 1,8$ ) влияние форм-фактора слабого магнетизма.

## 2.7. ПАРАМЕТРЫ ТЕОРИИ КАБИББО ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ БАРИОНОВ

Прежде всего несколько слов о  $T$ -инвариантности  $\beta$ -распадных процессов. При ее выполнении форм-факторные константы должны быть действительны. Ограничиваясь сейчас только форм-факторами векторного и аксиально векторного взаимодействий, мы можем утверждать, что и в этом случае константы  $c_V$  и  $c_A$  должны быть действительны, т. е. при записи  $\alpha = \frac{c_A}{c_V} = |\alpha| e^{i\varphi}$  в  $V - A$ -варианте теории фаза должна быть равна  $\varphi = 180^\circ$ . Экспериментально проверить это следствие можно несколькими способами. Например, имеют место  $T$ -нечетные корреляции вида  $\bar{\sigma}_R \cdot (\bar{p}_e \times \bar{p}_\nu)$  с коэффициентом, равным  $\frac{2\text{Im}\alpha}{1+3|\alpha|^2}$ . Его измерения в распаде поляризованного нейтрона дали следующий результат [59]:  $\varphi - \pi = (1,3 \pm 1,3)^\circ$ . А из данных [60] о  $\beta$ -распаде  $\text{Ne}^{19}$  следует, что  $\varphi - \pi = (0,2 \pm 1,6)^\circ$ .

$T$ -нечетные эффекты можно попытаться обнаружить в прецизионных измерениях энергетической зависимости поляризации электронов, например в  $\beta$ -распаде ядра  $\text{RaE}$  ( $\text{Bi}^{210}$ ). Она чувствительна к величине  $\text{Re}\alpha/\alpha$ . Из проведенных измерений [61] следует, что  $\varphi - \pi = (2,0 \pm 2,5)^\circ$ . Таким образом, если примесь  $T$ -нечетного слабого взаимодействия в  $\beta$ -распадных процессах и имеется, то она мала. В дальнейшем мы будем, как правило, считать, что полулептонные процессы барионных распадов описываются  $T$ -инвариантными взаимодействиями.

В рамках получившейся ситуации с вкладами от индуцированных взаимодействий естественно посмотреть, что дает использование идей  $SU_{(3)}$ - и  $SU_{(6)}$ -симметрий и гипотезы сохраняющегося изовекторного тока. В этом случае вклад в форм-фактор векторного взаимодействия дают только силы  $F$ -типа. Отсюда следует, что в выражениях (2.69)  $V^\Phi = 1$ ,  $V^\Delta = 0$ . Одновременно получаем, что форм-фактор слабого магнетизма  $f_m^M$  не зависит от  $q^2$  и для него справедлива формула

$$f_m^M = (\mu_A - \mu_B) [if_{ABm}(1 - \alpha_m) + d_{ABm} \alpha_m] \frac{2m_A}{m_A + m_B},$$

где  $\alpha = \frac{3}{2} \cdot \frac{\mu_A}{\mu_A + \mu_B}$  — магнитные моменты соответствующих барионов, участвующих в процессе  $A \rightarrow B \nu_l$ . Их значения известны, кроме значений протона и нейтрона, еще для  $\Lambda^0$ - и  $\Sigma^+$ -гиперонов. Они не очень сильно отличаются от значений, предсказанных в рамках  $SU_{(6)}$ -симметрии. Поэтому можно использовать сейчас их теоретические выражения [62] через  $\mu_p$  и  $\mu_n$ . В результате получается набор форм-факторов  $f_1$ ,  $f_2$  и  $g_1$ , которые для различных полулептонных распадов сведены в табл. 5. Особенно простой вид

они имеют для распадов (2.73). Используя их в выражении (2.32) для вероятности, находим, что

$$R^- = 1,82 \cdot 10^{-4} \cos^2 \theta_A \frac{2}{3} (A^\Delta)^2;$$

$$R^+ = 0,54 \cdot 10^{-4} \cos^2 \theta_A \frac{2}{3} (A^\Delta)^2.$$

Таблица 5

Форм-факторы векторного  $f_V$ , слабого магнетизма  $f_M$  и аксиально векторного  $f_A$  взаимодействий в  $SU(3)$ -симметрии\*

Реакция	$S_A$	$f_V$	$f_A$	$f_M$
$n \rightarrow pev$	0	1	$A^\Phi + A^\Delta$	$\frac{1}{2} k_{np} (\mu_p - \mu_n)$
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda ev$	0	0	$-\sqrt{2/3} A^\Delta$	—
$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda ev$	0	0	$-\sqrt{2/3} A^\Delta$	$-\frac{1}{2} k_{\Sigma\Lambda} \mu_n$
$\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 ev$	0	$\sqrt{2}$	$\sqrt{2} A^\Phi$	—
$\Xi^- \rightarrow \Xi^0 ev$	0	-1	$A^\Phi - A^\Delta$	—
$\Lambda \rightarrow pev$	1	$\sqrt{3/2}$	$\sqrt{3/2} (A^\Phi + \frac{1}{3} A^\Delta)$	$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} k_{\Lambda p} \mu_p$
$\Sigma^- \rightarrow nev$	1	-1	$A^\Phi - A^\Delta$	$\frac{1}{2} k_{\Sigma n} (\mu_p + 2\mu_n)$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda ev$	1	$-\sqrt{3/2}$	$\sqrt{3/2} (A^\Phi - \frac{1}{3} A^\Delta)$	$\frac{1}{2} k_{\Xi\Lambda} (\mu_p + \mu_n)$
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 ev$	1	$\sqrt{1/2}$	$\sqrt{1/2} (A^\Phi + A^\Delta)$	—
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ ev$	1	1	$A^\Phi + A^\Delta$	—

\*  $k_{AB} = \begin{cases} 1 & \text{в точной } SU(3)\text{-симметрии,} \\ \frac{2m_A}{m_A + m_B} & \text{в нарушенной } SU(3)\text{-симметрии.} \end{cases}$

Используя табличные данные о величинах  $R^-$  и  $R^+$ , получаем

$$\cos \theta_A A^\Delta \approx 0,75.$$

Из  $\beta$ -распада нейтрона следует, что

$$\cos \theta_A (A^\Phi + A^\Delta) = 1,23,$$

и тогда

$$\cos \theta_A \cdot A^\Phi \approx 0,5,$$

откуда

$$\alpha = \frac{A^\Delta}{A^\Phi + A^\Delta} \approx 0,61.$$

Это соответствует результатам анализа сильных взаимодействий [63]:  $\alpha = 0,67 \pm 0,06$ , а также предсказаниям  $SU_{(6)}$ -симметрии, где  $\alpha = 2/3$ .

Совокупный статистический анализ [64] данных о вероятностях полулептонных распадов барионов подтверждает эти оценки. Фитирование данных с двумя углами Кабиббо, с использованием следствий гипотезы сохраняющегося векторного тока и идеи алгебры токов о связи аксиально векторного и псевдоскалярного форм-факторов, дает следующие результаты:

$$\sin \theta_V = 0,190 \pm 0,035;$$

$$\sin \theta_A = 0,280 \pm 0,030;$$

$$\alpha = 0,66 \pm 0,03.$$

Отсюда имеем следующие оценки пределов значений перенормированных эффектов в аксиально векторных форм-факторах ( $\beta = g_1/f_1$ ):

$$\beta_{\Sigma\Lambda} \approx \beta_{np} = 1,23;$$

$$(1,38 \pm 0,13) \leq \beta_{\Lambda p} \leq (1,64 \pm 0,16);$$

$$(1,1 \pm 0,2) \leq \beta_{\Sigma^- n} \leq (4,4 \pm 0,7);$$

$$(2,3 \pm 1,1) \leq \beta_{\Sigma^- \Lambda} \leq (9,1 \pm 4,2).$$

Уже неоднократно отмечалось, что имеющийся сейчас набор данных о величинах  $\Gamma(A \rightarrow B l \nu)$  характеризуется большими экспериментальными ошибками. Поэтому делаются попытки оценить параметры теории, опираясь на всю совокупность экспериментальных данных, используя максимум разумных теоретических соображений. Типичный подход этого плана развивается группой из Гайдельбергского университета [65]. В этом подходе сильно взаимодействующая часть матричного элемента используется в виде (2.70) и предполагается  $q^2$ -зависимость форм-факторов:

$$\left. \begin{aligned} f_i(q^2) &= f_i(0) [1 + \lambda_1 q^2/m_\pi^2]; \\ f_4 &= g_1; f_5 = g_2; f_6 = g_3, \end{aligned} \right\} \quad (2.81)$$

где  $f_i(0)$  представляется в соответствии с (2.70) в виде суммы приведенных матричных элементов  $f_i^{\Phi(\Delta)}(0)$  с соответствующими коэффициентами Клебша — Гордана группы  $SU_{(3)}$ :

$$f_i^{(k)}(0) = [C_F^{(k)} f_i^{(F)}(0) + C_B^{(k)} f_i^{(D)}(0)] T_i^{(k)}. \quad (2.82)$$

Здесь опять

$$T_i^{(k)} = \begin{cases} \cos \theta_i & \text{для } \Delta S = 0, \\ \sin \theta_i & \text{для } |\Delta S| = 1, \end{cases} \quad (2.83)$$

и угол Кабиббо

$$\theta_i = \begin{cases} \theta_V & \text{для } i = 1, 2, 3, \\ \theta_A & \text{для } i = 4, 5, 6. \end{cases} \quad (2.84)$$

Множителем  $\eta_i^{(k)}$  учитываются поправки на различие масс барионов  $SU_{(3)}$ -октета с  $J^P = 1/2^+$ :

$$\eta_i^{(k)} = \begin{cases} 1 & \text{для } i = 1, 4 \\ \frac{2m_A^{(k)}}{m_A^{(k)} + m_B^{(k)}} & \text{для } i = 2, 3, 5, 6. \end{cases} \quad (2.85)$$

Использование точной  $SU_{(3)}$ -симметрии дает

$$f_3^{\Phi}(0) = f_5^{\Delta}(0) = 0, \quad (2.86)$$

а из *CVC*-гипотезы вытекают следующие определения для векторного форм-фактора и форм-фактора слабого магнетизма:

$$f_1^{\Phi}(0) = 1; f_1^{\Delta}(0) = 0; \\ f_2^{\Phi}(0) = \frac{1}{2} \mu_p + \frac{1}{2} \mu_n; f_2^{\Delta}(0) = -\frac{3}{4} \mu_n; \quad (2.87)$$

$$\lambda_1 = 2,0 \frac{m_A^2}{m_p^2}; \quad \lambda_2 = 2,6 \frac{m_A^2}{m_p^2}.$$

Использование *PCAC*-гипотезы связывает форм-факторы  $f_6^{(k)}$  и  $f_4^{(k)}$  следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} f_6(0) &= \frac{m_A(m_A + m_B)}{m_{\Delta S}^2} f_4(0); \\ \lambda_6 &= \lambda_4 - \frac{m_p^2}{m_{\Delta S}^2}, \end{aligned} \right\} \quad (2.88)$$

где

$$m_{\Delta S} = \begin{cases} m_{\pi} & \text{для переходов с } \Delta S = 0, \\ m_K & \text{для переходов с } |\Delta S| = 1; \end{cases} \quad (2.89)$$

предполагается также, что  $\lambda_4 = \lambda_1$ . Таким образом, свободными остаются только следующие параметры:

$$\theta_V; \theta_A; f_4^\Phi(0); f_4^\Delta(0); f_5^\Phi(0); f_5^\Delta(0). \quad (2.90)$$

Если снять ограничения (2.86), то появляются еще два параметра  $f_3^\Delta(0)$  и  $f_3^\Phi(0)$ , и можно принять, что  $\lambda_5 = \frac{1}{2} \lambda_2$ .

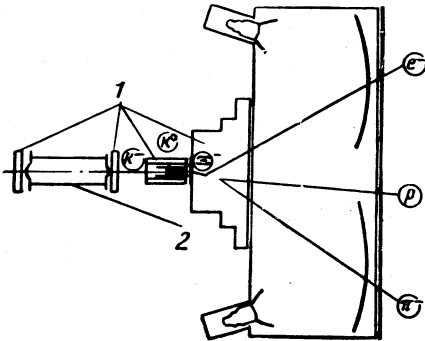


Рис. 11. Схема экспериментальной электронной установки для изучения полулептонных распадов  $\Xi^-$ -гиперонов. В ее составе имеются искровая камера (1), большой черенковский счетчик (2) и большая система сцинтилляционных счетчиков.

распадов порядка  $\sim 10^5 - 10^6$  событий в основном по нелептонным каналам типа  $N\pi$ , зафиксированных в опытах с пузырьковыми камерами. При этом детектируется около  $1 \cdot 10^2$  событий нужного типа с рождением лептонов. При анализе отобранных событий и получаются сведения как об относительных вероятностях, так и о спектрах и корреляциях в этих процессах. В последнее время в опытах по изучению полулептонных распадов  $\Lambda^0$ - и  $\Xi^-$ -гиперонов начали применять технику черенковских и сцинтилляционных счетчиков в сочетании с искровыми камерами. Схема одной из таких установок показана на рис. 11.

Сейчас более детальные сведения имеются о характеристиках распадов  $\Lambda^0 \rightarrow p e \nu_e$  и  $\Sigma^- \rightarrow n e \nu_e$ . Типичный спектр электронов, полученный для распада  $\Sigma^- \rightarrow n e \nu_e$ , приведен на рис. 12. Анализ диаграмм Далитца для распада  $A \rightarrow B l \nu_l$  в переменных кинетических энергий электронов  $T_e$  и протона  $T_p$  или спектров этих величин не позволяет сейчас оценить вклады индуцированных форм-факторов. Поэтому считается, что форм-фактор слабого магнетизма можно брать из  $SU(3)$ -симметрии и гипотезы сохраняющегося векторного

Статистический анализ осуществляется требованием минимума функции  $\chi^2(h_i)$  свободных параметров  $h_i$ , которая определяется формулой

$$\chi^2(h_i) = \sum_k \left[ \frac{x_{\text{теор}}^{(k)}(h_i) - x_{\text{эксп}}^{(k)}}{\Delta x_{\text{эксп}}^{(k)}} \right]^2, \quad (2.91)$$

где  $x^{(k)}$  — либо величины  $\Gamma^{(k)}$ , либо  $f_4^{(k)} / f_1^{(k)}$ .

Получение этих экспериментальных величин характеризуется огромной экспериментальной работой. В силу малости относительной вероятности  $\Gamma(A \rightarrow B l \nu_l) / \Gamma(A \rightarrow \text{все})$  полулептонных процессов экспериментальные группы имеют дело с ансамблями  $\Lambda^0$  или  $\Sigma^\pm$ .



тока таким, как это дано в табл. 5. Тогда из этих данных имеем [51], что в распаде  $\Lambda \rightarrow p e \nu_e$

$$|g_1/f_1| = 0,72 \begin{matrix} +0,19 \\ -0,14. \end{matrix}$$

Измерения асимметрии вылета электронов при распаде поляризованных  $\Lambda^0$ -гиперонов дают, согласно формулам (2.30) и (2.31), не только значение, но и знак отношения  $g_1/f_1$ . Комбинированные данные различных экспериментов дают следующий результат:

$$g_1/f_1 = -0,63 \pm 0,08.$$

Наконец, из анализа  $\nu l$ -корреляций следует [57], что

$$|g_1/f_1|_{\Lambda \rightarrow p e \nu} = 0,77 \begin{matrix} +0,25 \\ -0,17. \end{matrix}$$

Итак, в распаде  $\Lambda \rightarrow p e \nu_e$  по этим измерениям отношение  $g_1/f_1$  отрицательно и имеет значение

$$\frac{g_1}{f_1} \Big|_{\Lambda \rightarrow p e \nu} = -0,61 \pm 0,065. \quad (2.92)$$

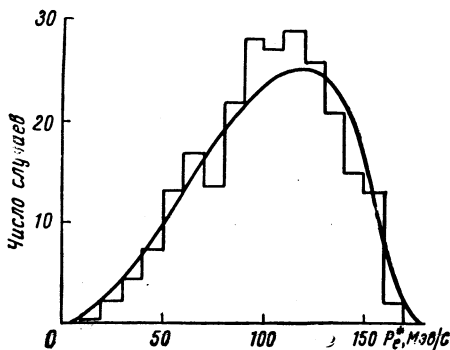


Рис. 12. Энергетический спектр электронов в распаде  $\Sigma^- \rightarrow n e \nu$ .

Теперь об этом отношении в распаде  $\Sigma^- \rightarrow n e \tilde{\nu}_e$ . Здесь экспериментальная ситуация значительно сложнее, поскольку среди трех продуктов распада только один заряженный, а остальные два — нейтральные. Поэтому направление вылета нейтрона и его энергия могут быть измерены только путем детектирования протона отдачи от  $np$ -расстояния. Примерно 11% нейтронов от  $\Sigma^-$ -распадов генерируют в водородной пузырьковой камере протоны отдачи с длиной трека более 2 мм на расстояниях от 20 см от точки распада. Поэтому здесь весьма трудно учитывать фон, который может составлять до 30% первоначально отобранных кандидатов в распад  $\Sigma^- \rightarrow n e \tilde{\nu}_e$ .

Имеющиеся сейчас суммарные данные о  $e\nu$ -корреляции приведены на рис. 13. Из них следует, что

$$|g_1/f_1|_{\Sigma^-} = 0,36 \begin{matrix} +0,18 \\ -0,15. \end{matrix} \quad (2.93)$$

Опубликованы результаты одной попытки измерить параметр асимметрии вылета электронов при распаде поляризованных  $\Sigma^-$ -гиперонов. По 49 событиям для этого параметра  $a_e$  в (2.30) найдено значение  $a_e = -0,13 \pm 0,41$ . Поскольку  $a_e$  является

квадратичной функцией отношения  $g_1/f_1$ , то получаются два решения (что хорошо видно из рис. 14):

$$g_1/f_1|_{\Sigma^-} = -0,05 \begin{matrix} +0,23 \\ -0,32 \end{matrix}$$

или

$$g_1/f_1|_{\Sigma^-} = -1,3 \begin{matrix} +0,9 \\ -1,0 \end{matrix}$$

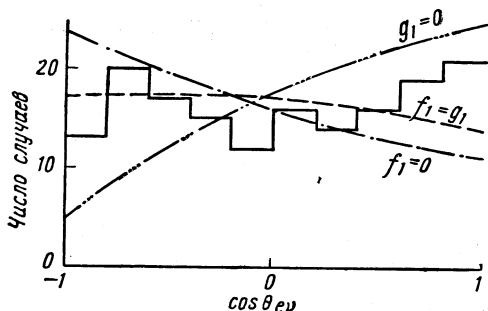


Рис. 13. Электрон-нейтринные корреляции в распаде  $\Sigma^- \rightarrow ne \nu$ . Сплошная кривая — ожидаемый спектр.

Таким образом, для модуля отношения  $g_1/f_1$  в распаде  $\Sigma^- \rightarrow ne \tilde{\nu}_e$  сейчас следует принять значение (2.93), но о его знаке пока ничего сказать нельзя.

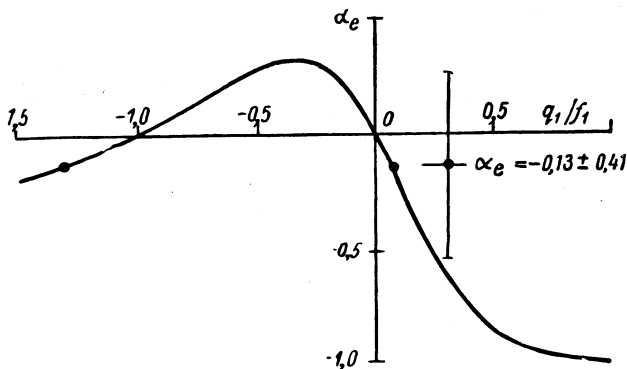


Рис. 14. Зависимость величины коэффициента асимметрии излучения электронов при распаде поляризованных  $\Sigma^-$ -гиперонов от отношения  $q_1/f_1$ . Показано измеренное значение  $\alpha_e$ .

Приведенные примеры характеризуют создавшееся положение в изучении полулептонных распадов барионов. Известные сегодня экспериментальные данные по этому вопросу представлены в табл. 6.

Сравнение экспериментальных данных о лептонных распадах барионов с предсказаниями теории Кабиббо

Распад	Относительная вероятность $[\Gamma(A \rightarrow B + l + \nu_e) / \Gamma(A \rightarrow \text{все})] \times 10^4$		Отношение форм-факторов $g_1/f_1$	
	Эксперимент	Теория Кабиббо*	Эксперимент	Теория Кабиббо*
$n \rightarrow p e \nu$	—	—	$-1,23 \pm 0,01$	$-1,227$
$\Sigma^- \rightarrow \Delta e \nu$	$0,604 \pm 0,06$	0,62	$f_1/g_1 = +0,35 \pm 0,18$	$f_1/g_1 = 0$
$\Sigma^+ \rightarrow \Delta e \nu$	$0,202 \pm 0,047$	0,19	—	$f_1/g_1 = 0$
$\Lambda \rightarrow p e \nu$	$8,60 \pm 0,45$	8,74	$-0,77^{+0,13}_{-0,09}$	0,72
$\Lambda \rightarrow p \mu \nu$	$1,35 \pm 0,60$	1,44	—	0,72
$\Sigma^- \rightarrow n e \nu$	$10,92 \pm 0,43$	10,6	$ g_1/f_1  = 0,21 \pm 0,21$	$-0,31$
$\Sigma^- \rightarrow n \mu \nu$	$4,5 \pm 0,5$	5,0	—	$-0,31$
$\Xi^- \rightarrow \Delta e \nu$	$15,0^{+9,0}_{-6,0}$	5,4	—	0,20
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \nu$	$6,2^{+2,0}_{-3,0}$	0,09	—	1,23

\* Константы теории Кабиббо:  $\theta = 0,242 \pm 0,004$ ;  $g_1^\Phi(0) = 0,46 \pm 0,02$ ;  $g_1^\Delta(0) = 0,77 \pm 0,02$ .

Из работы [65] следует, что при существующем уровне точности экспериментальных данных вклад от форм-факторов  $f_3$  и  $f_5$  не может быть определен. Поэтому считали, что  $f_3 = f_5 = 0$ , и определяя набор параметров из формулы (2.90). При  $\theta_V = \theta_A = \theta$  [57] получены следующие результаты [64]:  $\theta = 0,235 \pm 0,06$ ;  $f_4^\Phi(0) = 0,49 \pm 0,02$ ;  $f_4^\Delta = 0,74 \pm 0,02$ ;  $\alpha = 0,60 \pm 0,02$ . Фитирование при  $\theta_V \neq \theta_A$  дает тот же результат для  $f_4^\Phi(0)$  и  $f_4^\Delta(0)$ , а также  $\theta_V = 0,233 \pm 0,012$ ,  $\theta_A = 0,238 \pm 0,018$ .

Результаты предсказаний теории, следующие из этого анализа, сведены в табл. 6, где их можно сопоставить с экспериментально измеренными параметрами. Результаты графического анализа приведены на рис. 15.

Видно, что в целом имеется хорошее соответствие экспериментальных данных с предсказаниями теории Кабиббо. Но необходимо существенное улучшение экспериментальных сведений о полулептонных распадах барионов.

Возможно привлечение к анализу этого вопроса еще более далеко идущих дополнительных теоретических соображений, основанных на идеях алгебры токов. Пример такого рассмотрения можно найти в работе [66].

Определим следующим образом константы:

$$(G_A)_{pn} = g_{pn}(0) \cos \theta_A;$$

$$(G_V)_{pn} = f_{pn}(0) \cos \theta_V;$$

$$(G_A)_{p\Lambda} = g_{p\Lambda}(0) \sin \theta_A;$$

$$(G_V)_{p\Lambda} = f_{p\Lambda}(0) \sin \theta_V$$

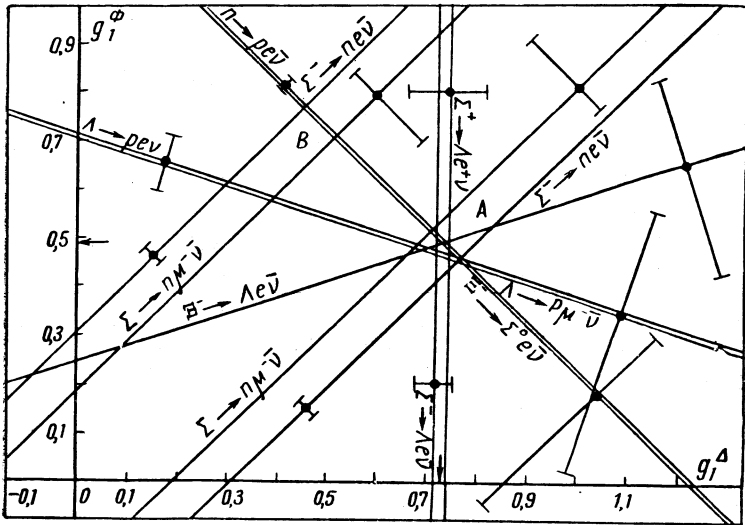


Рис. 15. Графическое представление данных о вероятностях полулептонных распадов барионов  $A \rightarrow B + l + \nu_l$  в плоскости параметров  $q_1^\Phi(0)$  и  $q_1^\Delta(0)$  при значении угла Кабиббо  $\theta = 0,235$  (стрелками показаны их наиболее вероятные значения, на основе которых получены предсказания, приведенные в табл. 6).

и очевидным образом все остальные константы  $(G_{A(V)})_{BA}$ . Здесь форм-факторы  $g_{BA}(0)$  и  $f_{BA}(0)$  берутся из наблюдаемых констант, например:

$$\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} g_{p\Lambda}(0) \sin \theta_A,$$

$$\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} f_{p\Lambda}(0) \sin \theta_V.$$

Используем гипотезу сохраняющегося векторного тока, тогда  $f_{pn}(0) = 1$ ,  $f_{p\Lambda}(0) = -\sqrt{\frac{3}{2}}$  и т. д. (см. табл. 5). В рамках сооб-

ражений алгебры токов для аксиально векторных констант получаются следующие правила сумм:

$$g_{\Lambda\Sigma} = \sqrt{\frac{3}{2}} g_{pn} + g_{p\Lambda}; \quad g_{\Lambda\Sigma} = g_{\Lambda\Sigma} - \sqrt{\frac{3}{2}} g_{\Sigma^0\Sigma^-};$$

$$g_{\Sigma^0\Sigma^-} = \sqrt{\frac{3}{2}} g_{\Lambda\Sigma} + \sqrt{\frac{1}{2}} g_{\Sigma^+\Sigma^0}; \quad g_{n\Sigma^-} = \sqrt{6} g_{\Lambda\Sigma} - g_{pn};$$

$$g_{\Sigma^+\Sigma^0} = \sqrt{6} g_{\Lambda\Sigma} - g_{\Sigma^0\Sigma^-}; \quad g_{\Sigma^+\Sigma^0} = \pm (\sqrt{3} g_{\Lambda\Sigma} - \sqrt{2} g_{pn});$$

где  $g_{\Lambda\Sigma} = g_{\Sigma^+\Lambda} = g_{\Sigma^-\Lambda}$ .

Запишем выражение для парциальной вероятности процесса  $A \rightarrow B l \nu_l$  следующим образом:

$$\Gamma_{BA} = \frac{G_\mu^2 f \Delta}{60\pi^3} 3 (G_A)_{BA}^2 \left[ \left( 1 - \frac{3}{2} \beta + \frac{4}{7} \beta^2 \right) (1+a) + \frac{1}{3} x_{BA}^2 \left( 1 - \frac{3}{2} \beta + \frac{6}{7} \beta^2 \right) (1+b) \right],$$

где

$$\beta = \frac{m_A - m_B}{m_A}; \quad \Delta = m_A - m_B; \quad x_{BA} = \frac{(G_V)_{AB}}{(G_A)_{BA}}$$

и

$$f = \begin{cases} 0,47 & \text{для распада } n \rightarrow p e \nu, \\ 1 & \text{для распадов с } |\Delta S| = 1. \end{cases}$$

Факторами  $a$  и  $b$  учитывается конечное значение массы заряженного лептона  $m_l$ . В дальнейшем будем полагать для случая электронных распадов, что  $a = b = 0$ . Из правила сумм

$$g_{p\Lambda} = g_{\Sigma^+\Lambda} - \sqrt{\frac{3}{2}} g_{pn}$$

следует, что

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{(G_A)_{p\Lambda}}{(G_A)_{\Lambda\Sigma^+} - \sqrt{\frac{3}{2}} (G_A)_{pn}}.$$

С другой стороны, имеем

$$\operatorname{tg} \theta_V = \frac{x_{p\Lambda} (G_A)_{p\Lambda}}{f_{p\Lambda}},$$

где

$$f_{p\Lambda} = -\sqrt{\frac{3}{2}}.$$

Таким образом, значение величин  $\Gamma_{fi}$  и  $x_{fi}$  позволяет определить значения углов  $\theta_V$  и  $\theta_A$ . Например, используя экспериментальные данные об относительных вероятностях распадов  $\Lambda \rightarrow p e \nu_e$  и  $\Sigma^- \rightarrow \Lambda e \nu_e$ , а также значение  $g_1/f_1$  для распада  $\Lambda \rightarrow p e \nu_e$ , имеем  $\sin \theta_V = 0,225 \pm 0,02$ .

Теперь из времени жизни нейтрона (2.51) имеем  $|x_{pn}|^{-1} = 1,23 \pm 0,02$ , это соответствует и данным по измерению асимметрии, из которых следует, что  $|x_{pn}|^{-1} = 1,25 \pm 0,04$ . И тогда получается

$$\sin \theta_A = 0,225 \begin{matrix} + 0,055 \\ - 0,05 \end{matrix}$$

Таким образом, в этом анализе величины углов  $\theta_V$  и  $\theta_A$  совпадают, а для соответствующих аксиально векторных констант получаются следующие значения:  $g_{pn} = 1,27$ ;  $g_{p\Lambda} = 0,945$ ;  $g_{\Lambda\Sigma} = 0,618$ . И, кроме того, получается, что  $\alpha = \frac{A^\Delta}{A^\Delta + A^\Phi} = 0,58$ .

При этом имеют место следующие предсказания для величин других аксиально векторных констант:

$$g_{\Sigma^+ \Xi^0} = 1,27; \quad g_{n\Sigma^-} = 0,244; \quad g_{\Lambda \Xi^-} = 0,319; \quad g_{\Sigma^\pm \Sigma^0} = \mp 0,726;$$

$$g_{\Xi^0 \Xi^-} = 0,244.$$

Учет электромагнитных поправок несколько изменяет значения перечисленных выше констант. Например, при учете только  $\pi^0 \eta^0$ - и  $\Sigma^0 \Lambda^0$ -смешивания вместо перечисленных выше констант получаются видоизмененные правила сумм, из которых тогда следует, что

$$\sin \theta_V = 0,229 \pm 0,02,$$

$$\sin \theta_A = 0,230 \begin{matrix} + 0,055 \\ - 0,05 \end{matrix}$$

$$|x_{n\Sigma^-}|^{-1} = \begin{cases} \text{либо } -0,38 \pm 0,2, \\ \text{либо } -0,28 \pm 0,2. \end{cases}$$

К аналогичным, хотя и менее надежным, результатам приводит и использование других правил сумм и соответствующих экспериментальных данных, точность которых хуже, чем у использованных выше. В этом подходе значения углов Кабиббо  $\theta_V$  и  $\theta_A$  также оказываются практически одинаковыми.

Поскольку из сравнения данных о мезонных распадах с  $|\Delta S| = 1$  и  $\Delta S = 0$  следует вывод о возможном различии в значениях  $\theta_A$  и  $\theta_V$ , то необходимо в дальнейшем разобраться в этом вопросе.

Обратим здесь внимание только на то, что из сравнения мезонных распадов следует заключение не о величине  $\text{tg}^2 \theta_i$ , а о величине

$$\text{tg}^2 \theta_i \frac{f_k^{(i)}(q^2)}{f_\pi^{(i)}(q^2)},$$

и на значение угла Кабиббо могут влиять как возможные  $q^2$ -зависимости различных форм-факторов, так и вообще отличие от единицы отношений типа  $f_k^i(q^2)/f_\pi^i(q^2)$ . Пока же этот вопрос остается открытым.

Что касается самого угла Кабиббо  $\theta$ , то он был введен в теорию как параметр, необходимый для спасения гипотезы о единичной длине слабого адронного тока. Его численное значение, найденное из эксперимента, весьма близко к отношению масс  $\pi$ - и  $K$ -мезонов:

$$\text{tg} \theta \approx \frac{m_\pi}{m_K} = 0,28.$$

Поэтому весьма привлекательной является идея объяснить это обстоятельство тем, что и расщепление масс частиц в унитарных мультиплетгах, и ориентировка слабого адронного тока в пространстве унитарного спина имеют общую природу: они обусловлены общим, нарушающим  $SU_{(3)}$ -симметрию взаимодействием.

Таким образом, дальнейшее развитие универсальной четырехфермионной теории слабых взаимодействий, основанное на включение в теорию соображений унитарной симметрии сильных взаимодействий, позволило обеспечить дальнейший прогресс в проблеме слабых взаимодействий элементарных частиц. Других эквивалентных по последствиям идей здесь пока не предложено. Полученные на основе идей  $SU_{(3)}$ -симметрии предсказания хорошо соответствуют опытным фактам. При этом численные значения ряда общих параметров  $SU_{(3)}$ -симметрии и ее развитий, определяющих свойства сильных, электромагнитных и слабых процессов, оказываются близкими при их извлечении из данных о различных процессах. Этим утверждается общность явлений в мире элементарных частиц. Дальнейшее уточнение элементарных данных и новые развития теоретических идей позволят судить о правильности этих тенденций в построении картины микромира.

## 2.8. ЧТО ДАЛО ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ АДРОНОВ?

Для существующего в настоящее время уровня наших знаний о свойствах полуплептонных распадов адронов характерна точность порядка 10% для значений наиболее важных параметров. Основные выводы, полученные после почти десятилетнего исследования этих процессов, можно кратко суммировать следующим образом.

1. Общие свойства полуплептонных распадов адронов находятся в хорошем соответствии с предсказаниями универсальной четырехфермионной теории слабого взаимодействия в варианте, предло-

женном Кабиббо. Возможные примеси от других связей пока не обнаружены.

2. Эффекты, указывающие на нарушение  $T$ -инвариантности слабого взаимодействия, не найдены, получено согласие с предсказаниями о полулептонных распадах  $K^0$ -мезонов, индуцированных нарушением  $CP$ -инвариантности в двухпионных распадах  $K^0_2$ -мезонов.

3. Принцип  $\mu - e$ -универсальности выполняется с точностью не хуже 15%.

4. Отсутствуют какие-либо заметные отклонения от следствий изотопических, а также вытекающих из  $SU_{(3)}$ -симметрии свойств теории; правило отбора  $|\Delta I| = 1/2$  выполняется с точностью около 5%, правило  $\Delta Q = \Delta S$  — с точностью около 10%.

5. Взаимодействие в пределах переданного импульса от 0 до  $0,3 \text{ Гэв}^2$  локально, чем исключается масса возможного промежуточного  $W$ -мезона, меньшая  $1 \text{ Гэв}$ .

6. Эффекты, связанные с сильными взаимодействиями, сравнительно слабо меняются с энергией.

7. Значения угла Кабиббо, полученные из анализа мезонных и барионных распадов, практически совпадают. Имеющиеся указания на возможное различие значений углов  $\theta_V$  и  $\theta_A$  требуют еще уточнений как в экспериментальном отношении, так и в плане теоретического анализа.

8. Относительное влияние сил  $F$ - и  $D$ -типа в аксиально векторном форм-факторе оказывается таким же, как и в сильных взаимодействиях октета псевдоскалярных мезонов с барионами.

Из наиболее важных проблем, которые ждут своего решения, отметим следующие.

1. Проверка следствий  $CPT$ - и  $CP$ -инвариантностей для процессов, обусловленных слабым взаимодействием. Наиболее перспективными здесь следует считать опыты по сравнению свойств  $K^+$  - и  $K^-$ -мезонов.

2. Уточнение данных, проливающих свет на  $\mu - e$ -универсальность в слабом взаимодействии.

3. Существенное уточнение вопроса о нейтральных токах.

4. Поиски вкладов от связей других типов, кроме векторных и аксиально векторных. Этим будут проверены следствия гипотезы сохраняющегося векторного тока и некоторых следствий других популярных сейчас моделей;

5. Уточнение параметров теории Кабиббо — углов  $\theta_V$  и  $\theta_A$ , а также параметра перемешивания сил  $F$  и  $D$ -типа и нахождение путей для объяснения природы этого явления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. О к у н ь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., Госатомиздат, 1963.
2. G e l l - M a n n M. Phys. Rev., 125, 1067 (1962).
3. C a b i b b o N. Phys. Rev. Lett., 10, 531 (1963).



4. Bowen D. R. et al. Phys. Rev., **154**, 1314 (1967); Botterill D. R. et al. Phys. Rev., **171**, 1402 (1968); Masek R. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 32 (1969).
5. Марков М. А. Международная школа по физике высоких энергий. Поградске Плесо, ЧССР. Издано в ЧССР, 1967, стр. 173.
6. Lee T. D., Wu C. S. Ann. Rev. Nucl. Sci., **16**, 471 (1966).
7. Belliotti E. et al. Nuovo cimento, **A52**, 1287 (1967).
8. Basile P. et al. Phys. Lett., **B26**, 542 (1968).
9. Eschstruth P. T. et al. Phys. Rev., **165**, 1487 (1968).
10. Clavell L. J. Phys. Rev., **154**, 1509 (1967).
11. Fitelson M., Kares E. Phys. Rev. Lett., **20**, 304 (1968); Iliopoulos J. I., Van Royen R. P. Phys. Lett., **B25**, 146 (1967).
12. Botterill I. R. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 766 (1968); Helland J. A. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 257 (1968); Guttis D. et al. Phys. Rev. Lett., **20**, 955 (1968); Bettels J. et al. Nuovo cimento, **56**, 1106 (1968).
13. Matsuda S., Oneda S. Phys. Rev., **169**, 1172 (1968); Majumdar D. R. Phys. Rev. Lett., **20**, 971 (1968); Lainam Chang, Leung Y. C. Phys. Rev. Lett., **21**, 122 (1968); Funchs N. H. Phys. Rev., **172**, 1532 (1968).
14. D'Espagnat B., Gaillard M. K. Phys. Lett., **B25**, 346 (1967).
15. Barash-Schmidt N. et al. Rev. Mod. Phys., **41**, 109 (1969).
16. Hill D. G. et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 668 (1967); Webber B. R. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 498 (1968).
17. Bennet S. et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 993 (1967); Dorfand et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 987 (1967).
18. Fitch V. L. Comm. Nucl. Part. Phys., **11**, 6 (1968).
19. Шабалин Е. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 765 (1963).
20. Cabibbo N., Maksimowicz A. Phys. Rev., **137**, B438 (1965).
21. Birge R. W. et al. Phys. Rev. Lett., **11**, 35 (1963).
22. Birge R. W. et al. Phys. Rev., **139**, B1600 (1965).
23. Birge R. W. et al. UCRL-17088 (1966).
24. Berends F. S. et al. Phys. Lett., **B26**, 109 (1967).
25. Mac-Dowell S. W. Phys. Rev. Lett., **17**, 146 (1967).
26. Gervais J. L. et al. Phys. Lett., **20**, 432 (1966).
27. Ванашин В. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-3594, Дубна, 1967.
28. Chu W. T. et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 719 (1967).
29. Мальцев Э. И. Препринт ОИЯИ Р1-4557, Дубна, 1969.
30. Feuntnan R. P., Gell-Mann M. Phys. Rev., **109**, 193 (1958).
31. Good M. L. et al. Phys. Rev., **151**, 1195 (1966).
32. Bott-Bodenhausen M. et al. Phys. Lett., **B24**, 194 (1967).
33. Fitch V. L. et al. Phys. Rev., **164**, 1711 (1967).
34. Cline D. et al. Heidelberg Internat. Conf. on High Energy Phys., 1967.
35. Camerini U. et al. Phys. Rev. Lett., **13**, 318 (1964).
36. Camerini U. et al. Nuovo cimento, **37**, 1795 (1965).
37. De Rafael E. Phys. Rev., **157**, 1486 (1967).
38. Lee T. O., Yang C. N. Phys. Rev., **119**, 1410 (1960).
39. Cabibbo N., Ferrara E. Nuovo cimento, **18**, 928 (1960).
40. Baker M., Glasgow C. Nuovo cimento, **25**, 857 (1962).
41. В. Вег М. А. Phys. Rev., **132**, 426 (1963).
42. Такака К. Phys. Rev., **140**, B463 (1965).
43. Ignatovich V. K., Struminsky B. V. Phys. Lett., **B24**, 69 (1967).
44. Sehgal L. M. Phys. Rev., **183**, 1511 (1969).
45. Maloney J. E., Sech-Zorn B. Phys. Rev. Lett., **23**, 425 (1969).
46. Eisele F. et al. Z. Phys., **221**, 401 (1969).
47. Harrington D. R. Phys. Rev., **120**, 1482 (1960).
48. Боков О. Г. и др. Препринт ОИЯИ Р-2278, Дубна, 1965.
49. Hertel P. Z. Phys., **202**, 383 (1967).
50. Шехтер В. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **47**, 262 (1964).
51. Bagget N. V. et al. Phys. Rev. Lett., **23**, 249 (1969).

52. Burgu M. T. et al. Phys. Rev., **120**, 1827 (1960).
53. Герштейн С. С., Зелёдович Я. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **29**, 698 (1955).
54. Marshak R. E., G. Sudarshan E. C. Phys. Rev., **109**, 1860 (1958).
55. Feunmann R., Gell-Mann M. Phys. Rev., **109** (1958).
56. Гриффи Т., Шифф Л. Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц. Перев. с англ. М., «Мир», 1969, стр. 137.
57. Filthuth H. Topical Conf. on Weak Internat. CERN, Geneva, 1969, p. 131.
58. Desai P. Phys. Rev., **179**, 327 (1969).
59. Ерозолимский Б. Г. и др. «Ядерная физика», **11**, 1049 (1970).
60. Salaricse F. P. et al. Phys. Rev. Lett., **18**, 918, (1967).
61. Алиханов А. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 1061 (1968).
62. Bender I. et al. Z. Phys., **212**, 190 (1968).
63. Kim J. K. Phys. Rev., Lett., **19**, 1079 (1967).
64. Brene N. et al. Nucl. Phys., **B6**, 255 (1968).
65. Eisele F. et al. Z. Phys., **225**, 383 (1969).
66. Matsuda S. et al. Phys. Rev., **178**, 2129 (1969).
67. Григорьев В. К. и др. «Ядерная физика», **6**, 329 (1967).